SÉRIE A, N° 4547
N° D'ORDRE : 5394

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre JAEGLÉ

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à la spectrographie dans l'ultraviolet de la région de Holweck

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 24 mai 1965 devant la Commission d'examen

M. A. KASTLER — *Président*

Mlle Y. CAUCHOIS, M. M. FRANÇON — *Examinateurs*

SÉRIE A, N· 4547
N· D'ORDRE : 5394

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre JAEGLÉ

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à la spectrographie dans l'ultraviolet de la région de Holweck

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 24 mai 1965 devant la Commission d'examen

M. A. KASTLER — *Président*

Mlle Y. CAUCHOIS, M. M. FRANÇON — *Examinateurs*

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen.... M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie Organique
	WYART	T Minéralo & Cristallo
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique ENS
	CARTAN	T Mathématiques ENS
	LAFFITTE N.	T Chimie générale
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques
	TOHMAS A	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp. des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale Orsay
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T Mécanique générale
	DU BREIL	T Arith. & Théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc.
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo., & Cristalo.
	MATHIEU J. P.	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et Phys. Mathém.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique ENS
	DUGUE	T Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T Anatomie & Histo. compar.
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique math. de la phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T Génétique Orsay
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHADX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides I
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T Géologie SPCN
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J. E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie ENS
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo. & cristal.
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim. (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique Orsay
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T Psycho. physio.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T Etudes des moléculaires complexes
	LENOIR	T Biologie animale (Orsay)
	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T Physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay.
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie Théor. & à la Phys. Nucléaire.
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Math I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T Math. MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Math. propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathématiques propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp. des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Math MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROIZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	PETIZON	Chimie propé. (Orsay)

Ce travail, effectué au Laboratoire de Chimie-Physique de la Faculté des Sciences de Paris, a été dirigé par Mademoiselle Y. Cauchois, Professeur, Directeur du Laboratoire, qui m'a apporté une aide morale et matérielle considérable. Je la prie de trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je sais gré à M. le Professeur A. Maréchal des conseils qu'il a bien voulu me donner pour les questions d'optique et je remercie M. M. Montel de m'avoir fait bénéficier, au cours de discussions trés fructueuses, de son expérience personnelle de l'optique des rayons X.

M. R. Gayraud m'a donné des indications précieuses pour la réalisation des parties mécaniques délicates des appareils. Notre amitié et sa modestie ne me dispensent pas de lui dire ici toute ma reconnaissance.

Il me faut également remercier les chercheurs du Centre Blaise Pascal du C.N.R.S. qui m'ont aidé à mener à bien les calculs numériques.

Je ne saurais oublier l'importante contribution des techniciens du Laboratoire. Je les en remercie tous et particulièrement M. E. Dax pour ses nombreuses suggestions techniques.

Enfin tous mes collègues et amis du Laboratoire méritent ma vive reconnaissance pour leur sympathie et l'aide qu'ils m'ont apportée en maintes occasions.

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546825_0054

INTRODUCTION

QUELQUES ASPECTS DES MÉTHODES EXPÉRIMENTALES DANS LA RÉGION DE HOLWECK

LA REGION DE HOLWECK.

Les appareils dispersifs, existant au cours des deux premières décades de notre siècle, limitaient à une douzaine d'angströms, dans les rayons X, et à quelques centaines d'angströms, dans l'ultraviolet, les domaines de longueur d'onde accessibles à la spectrographie. Ils laissaient un vide que la découverte, par R.A. Millikan en 1920 [1], d'une raie d'étincelle située à 160 Å ne suffisait pas à combler. Une controverse sur la possibilité de mettre en évidence le rayonnement émis par le choc des électrons accélérés par une différence de potentiel inférieure à 200 volts, c'est-à-dire d'une émission X au sens habituel mais de trés grande longueur d'onde, opposait la même année E. Laird [2] et H.M. Dadourian [3].

Mais l'année 1922 vit l'exposé par F. Holweck [4] d'un travail dont il résumait lui même ainsi le résultat : "Dans ce chapitre sont exposées les expériences qui établissent, avec une grande certitude, l'existence de toute une gamme de radiations s'étendent de 10 à 493 Å, c'est-à-dire réunissant, avec un recouvrement important, les rayons X ordinaires à l'ultraviolet lumineux". Ce travail joignait à la mise en évidence de la production de ces rayons la détermination d'un de leurs coefficients caractéristiques, celui de leur absorption dans un gaz ou dans un solide.

Peu de temps aprés, A.H. Compton découvrait la réflexion sous incidence rasante des rayons X mous [5]. Cette découverte avait été préparée par les expériences de W. Stenström, de Duane et de M. Siegbahn [6] qui montraient que les cristaux employés pour la réflexion des rayons X possédaient probablement un indice de réfraction inférieur à l'unité. S'il en était ainsi, on pouvait penser, comme le fit Compton, que ces rayons rencontrant une surface plane sous un angle suffisamment petit subiraient la réflexion totale.

La voie s'ouvrait alors à l'utilisation, pour l'analyse du domaine dont Holweck avait commencé l'étude, des réseaux gravés. En 1925, Compton et Doan [7] présentaient des spectres de rayons X obtenus, pour la première fois, avec un réseau gravé sur un support métallique. Deux ans plus tard, J. Thibaud [8] réalisait au Laboratoire de M. de Broglie, la jonction spectrographique de l'ultraviolet et des rayons X au moyen d'un appareil à réseau gravé sur verre, sous vide, de sa construction.

De nos jours l'emploi de réseaux concaves, sous incidence rasante, s'est généralisé. La figure 1 représente schématiquement le montage habituel, sur le cercle de Rowland. Le réseau, de rayon de courbure ρ, a son sommet en o ; la fente d'entrée du spectrographe est en S ; le spectre est focalisé sur le cercle de Rowland de rayon $\rho/2$ avec la condition :

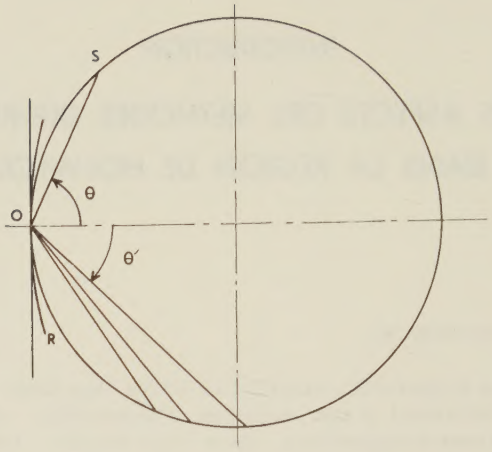


Figure 1

$$a(\sin\theta + \sin\theta') = N\lambda$$

où a est le pas du réseau, θ l'angle d'incidence et θ' l'angle d'émergence du rayonnement de longueur d'onde λ, N étant l'ordre d'interférence. En pratique, l'angle θ à une valeur de 85° ou 86° et atteint 89° dans certains appareils. Les réseaux utilisés sont généralement en verre, parfois recouvert d'une couche métallique mince.

Un exemple classique de spectrographe utilisant ce montage est donné par l'appareil de Siegbahn [9]. La figure 2 montre les principaux dispositifs de cet appareil ; S est la fente d'entrée suivie d'un diaphragme destiné à délimiter l'ouverture du faisceau ; le réseau est en R ; P désigne un porte-film courbé le long du cercle de Rowland. Le support du réseau permet de le faire tourner autour de trois axes perpendiculaires les uns aux autres et le porte-film peut être déplacé dans le plan du cercle de Rowland. Une enceinte étanche au vide enferme ces dispositifs.

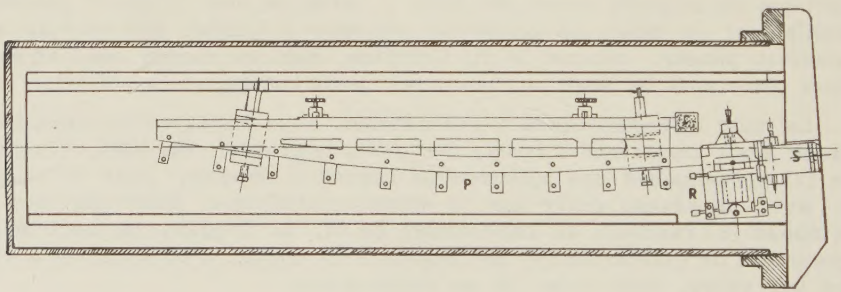


Figure 2

Les appareils de ce type ont permis d'étendre l'étude des spectres des atomes ionisés jusqu'à des longueurs d'onde inférieures à 20 Å ; une raie de Fe XVII a été trouvée, par exemple, à 12,12 Å [10]. Les bandes d'émission

caractéristique des éléments légers, excitées par le choc des électrons sur des cibles solides, ont été, d'autre part, observées jusqu'à plus de 200 Å ; c'est le cas de la bande K du lithium dont le maximum est situé à 230 Å [11].

La jonction, bien établie aujourd'hui entre les rayons X et l'ultraviolet, ne se traduit pas, remarquons le, dans les termes en usage pour désigner le domaine intermédiaire. La pluralité des appellations fait que chacune d'elle sert à évoquer un mécanisme particulier d'émission autant que la région spectrale considérée. Du point de vue des méthodes d'analyse et de détection, il est souhaitable de donner à ce rayonnement un nom qui permette de le considérer sous l'angle des propriétés optiques, découlant des longueurs d'onde qui le composent. Dans le présent travail, nous abandonnerons donc les termes de rayons X ultra-mous et d'ultraviolet extrême et nous donnerons au domaine, habituellement couvert par ces appellations, le nom du pionnier qui, sur le plan expérimental, en fut l'inventeur. Nous désignerons donc par région de Holweck l'ensemble du rayonnement électromagnétique de longueurs d'onde comprises entre quelques angströms et quelques centaines d'angströms, c'est-à-dire le rayonnement dont la spectrographie doit faire appel aux réseaux sous incidence rasante.

PROBLEMES EXPERIMENTAUX.

Les recherches pour faire progresser les méthodes expérimentales se sont développées, particulièrement au cours des dernières années, dans trois domaines principaux : les sources de rayonnement, les détecteurs photographiques et électroniques, les spectrographes eux mêmes. Aussi les appareils récents diffèrent-ils de celui que nous venons de nommer soit par leurs dimensions, parfois trés grandes, soit par des dispositifs facilitant leur utilisation et allant jusqu'à l'automatisme.

On ne peut manquer toutefois de remarquer que, dans l'ensemble, la spectrographie dans le domaine de Holweck dispose d'appareils moins variés que nombre d'autres domaines. L'obligation de travailler sous bon vide, les difficultés de réglages liées à l'incidence rasante et, jusqu'à une époque récente, la faible sensibilité des détecteurs ont, semble-t-il, freiné l'évolution de la technique expérimentale. Etant donné l'intérêt actuellement porté par de multiples branches de la physique et de la chimie-physique aux études dans ce domaine, un effort consacré à l'amélioration des appareils paraît donc justifié.

Sur quels points porter l'effort ? L'évocation de quelques unes des difficultés rencontrées permettra de le préciser.

Mack, Stehn et Edlen, les premiers, ont étudié la théorie du pouvoir de résolution d'un réseau concave en incidence rasante [12]. L'étude de la formation des images a fait, par la suite, l'objet de plusieurs travaux [13, 14, 17] qui, pour les mêmes conditions expérimentales, ont confirmé les résultats de ces auteurs.

Le pouvoir de résolution d'un réseau concave est limité par les aberrations géométriques. Lorsqu'on augmente l'ouverture du faisceau incident, l'image donnée par le réseau se modifie sous l'influence de deux effets contradictoires : l'augmentation du nombre de traits utilisés tend à donner à l'image plus de finesse mais l'augmentation des aberrations tend à l'élargir. Il existe donc une ouverture optimale à laquelle correspond une largeur déterminée de la surface éclairée du réseau. Le pouvoir de résolution maxi-

mal est obtenu lorsqu'on utilise juste cette largeur qui, pour cette raison, est appelée largeur utile du réseau. Du travail de Mack, Stehn et Edlen il résulte que la demi-largeur utile Y est donnée par la relation :

$$Y = 1,18.\beta \tag{1}$$

$$\beta = \left[\frac{4\lambda\rho^3}{\pi(\mathrm{tg}.\theta.\sin\theta + \mathrm{tg}\,\theta'.\sin\theta')}\right]^{1/4} \tag{2}$$

Les valeurs numériques de Y que l'on tire de ces relations ne sont pas très grandes. Par exemple dans le cas d'un réseau de 2 mètres de rayon de courbure, pour une longueur d'onde de 100 Å et sous un angle d'incidence $\theta = 85°$, on trouve une largeur utile de 20 mm. environ. Les réseaux concaves de grandes dimensions ne peuvent donc apporter au domaine de Holweck les mêmes avantages qu'aux autres.

Par ailleurs des recherches portant principalement sur l'utilisation de réseaux asphériques [15, 16] et sur l'étude des aberrations dans des conditions de défocalisation [23] ont montré la possibilité d'augmenter, dans une certaine mesure, le pouvoir de résolution.

En pratique, cependant, les résolutions les plus élevées s'obtiennent avec des réseaux de faible courbure dans des appareils construits de manière à approcher autant que possible le pouvoir de résolution théorique du réseau.

Une difficulté de nature différente, mais d'égale importance sur le plan expérimental, se présente avec le recouvrement des ordres d'interférence, lors de l'enregistrement des spectres. Le recouvrement complique le dépouillement des spectres optiques qui contiennent en général un très grand nombre de raies ; il rend nécessaire de délicates corrections dans l'établissement de la forme de certaines bandes d'émission de rayons X ultramous ; dans le cas de spectres continus, comme celui qui est émis par les électrons accélérés dans un synchrotron, il provoque des difficultés encore plus sérieuses.

Un procédé plusieurs fois employé pour séparer le rayonnement diffracté en premier ordre de celui diffracté en ordres supérieurs consiste à opérer un filtrage par réflexion des courtes longueurs d'onde au moyen d'un miroir placé avant la fente d'entrée du spectrographe [18, 19, 20]. Ce procédé n'est évidemment applicable qu'au premier ordre.

L'énoncé de ces difficultés nous suffira pour présenter des remarques qui ont inspiré pour une large part la conception d'un appareil que nous décrirons dans les prochains chapitres.

NOUVELLES POSSIBILITES.

Nous remarquons d'abord qu'en spectroscopie il est courant, lorsque la limite des possibilités d'un seul analyseur est atteinte, d'avoir recours à l'emploi d'analyseurs multiples. L'infrarouge, le visible, l'ultraviolet et les rayons X eux mêmes offrent des exemples d'emploi de prismes, de réseaux ou de cristaux en série dont les effets s'ajoutent. Ce procédé permet d'augmenter la dispersion et le pouvoir de résolution ; il constitue parfois une solution au problème de la séparation des ordres d'interférence [21].

Dans le domaine de Holweck la réflexion sous incidence rasante et l'im-

précision dans la connaissance des coefficients de réflexion compliquent la mise en œuvre de telles méthodes. C'est pourquoi, semble-t-il, la spectrographie multiple ne s'est pas encore développée dans ce domaine. Mais il n'existe pas d'obstacle de principe à l'emploi de réseaux en série sous incidence rasante. La difficulté qui réside dans le respect nécessaire des conditions de focalisation pour les deux réseaux peut être surmontée assez facilement.

L'étude de cette question montrera qu'un spectrographe à deux réseaux, pourvu d'une "bande passante" relativement large, peut fort bien fonctionner grâce, en particulier, à la présence d'un réflecteur intermédiaire entre les réseaux. On comprend facilement que l'introduction d'un analyseur et d'un réflecteur supplémentaires doive rendre plus critique le choix des angles de réflexi n. Pour que le spectrographe puisse travailler dans une région étendue, il faudra, en fait, pouvoir modifier les angles en fonction de la longueur d'onde moyenne d'un domaine plus restreint, accessible en une seule expérience.

Nous devons remarquer aussi que le spectrographe simple peut également trouver des avantages à l'utilisation d'angles variables. Rappelons que l'angle d'attaque, désigné ici par la lettre φ, est par définition le complément de l'angle d'incidence θ ; donc φ est un angle petit dont l'emploi simplifie certains calculs. La plus courte longueur d'onde que puisse diffracter un réseau, ou longueur d'onde critique, est liée à l'angle φ par la relation suivante, due à Sprague, Tomboulian et Bedo [22] :

$$\frac{\frac{N\lambda_c}{a} + \cos\varphi}{1 - \delta'\lambda_c^2} = 1$$

où δ' est défini à partir de l'indice de réfraction n par la relation :

$$n = 1 - \delta'\lambda^2$$

Rappelons que δ' dépend du nombre d'électrons libres par unité de volume dans la matière constituant le support du réseau. En désignant par ρ' le nombre d'électrons libres par cm^3, par e la charge de l'électron et par m sa masse nous avons en effet :

$$\delta' = \frac{\rho'}{2\pi}\frac{e^2}{mc^2}$$

Il résulte de l'existence d'une longueur d'onde critique λ_c que le réseau joue le rôle de filtre pour les longueurs d'onde inférieures à λ_c. Mais pratiquement, φ ayant une valeur fixée, λ_c est une constante de l'appareil ; le filtrage par le réseau ne joue alors que dans un petit domaine vers les courtes longueurs d'onde. Avec un angle d'attaque variable on pourrait, au contraire, utiliser le réseau comme filtre à partir d'une longueur d'onde fixée à volonté et s'en servir pour séparer le premier ordre dans un grand domaine spectral.

D'autre part, les relations 1 et 2 nous montrent que la largeur utile 2Y du réseau augmente avec l'angle d'attaque. Par conséquent, tant du point de vue de la finesse des raies que de celui de la luminosité de l'instrument, il est souhaitable d'opérer avec un angle d'attaque aussi grand que possible.

Or, pour un instrument donné, le choix de cet angle résulte d'un compromis : si l'appareil doit atteindre une longueur d'onde très courte, inférieure par exemple à 20 Å, on lui donne, lors de sa fabrication, un angle très petit, de l'ordre de 1° ; mais, dans le cas contraire, on dépasse rarement la valeur de 6° au delà de laquelle une perte éventuelle d'intensité pour les longueurs d'onde de quelques dizaines d'angströms pourrait restreindre le champ de travail. Mais cette valeur est nettement inférieure à l'angle permis dans le domaine compris entre 200 Å et 300 Å, où, l'expérience le montre, l'angle d'attaque peut atteindre 15°.

Pour tirer parti au maximum des propriétés des réseaux concaves nous sommes donc conduits à envisager une conception nouvelle du spectrographe. Adaptation des paramètres aux conditions de chaque expérience, introduction sur le trajet des rayons de un ou plusieurs analyseurs supplémentaires, tels sont les buts que nous nous proposons. Nous devrons écarter le risque de les atteindre au prix de difficultés de réglages accrues. L'étude d'une méthode permettant de régler rapidement tous les éléments du spectrographe, en utilisant la lumière visible seule, prendra donc une place particulière dans notre travail. L'exposé des premiers résultats auxquels nous sommes parvenus dans différentes conditions expérimentales permettra ensuite de juger des qualités de l'appareil que nous aurons décrit. Nous procèderons, enfin, à l'étude théorique et expérimentale du fonctionnement d'un système de deux réseaux concaves sous incidence rasante.

PREMIÈRE PARTIE

UN NOUVEAU SPECTROGRAPHE

La direction de travail que nous avons définie nous a conduit à réaliser un spectrographe qui diffère des appareils existant ailleurs, par la possibilité de l'utiliser avec deux réseaux successifs, par la mobilité de ses éléments et par l'adjonction, au spectrographe proprement dit, d'un dispositif optique qui en permet le réglage en lumière visible.

La diversité des problèmes posés par une telle réalisation nous a incité à séparer, dans notre exposé, l'étude de la spectrographie à deux réseaux de celle, plus technique, de l'appareillage et de son réglage. Celle-ci valant pour les applications à un seul réseau comme pour celles qui en comportent deux, nous l'exposerons la première, en l'illustrant par un travail expérimental dans lequel un réseau est utilisé sous différents angles d'attaque.

Nous commencerons par l'étude de la méthode de réglage, dont on verra que les caractéristiques conditionnent l'efficacité de l'appareil.

CHAPITRE 1

ÉTUDE D'UNE MÉTHODE DE RÉGLAGE DES SPECTROGRAPHES A RÉSEAU SOUS INCIDENCE RASANTE

Le réglage des spectrographes à réseaux sous incidence rasante comporte habituellement deux stades : le premier consiste en un réglage approximatif effectué avec des moyens mécaniques et optiques ; le deuxième fait appel à des spectres ultraviolets dont l'enregistrement fournit les indications qui permettent d'affiner le réglage, jusqu'à obtenir les conditions de travail optimales. Cette méthode, qui peut convenir à des appareils dont les éléments sont fixes, est d'un emploi trop lent pour être appliquée à un spectrographe à angle d'attaque variable ou à un spectrographe double ; dans ce dernier cas surtout, la méthode paraît impraticable en raison de la présence de surfaces optiques supplémentaires dont les réglages ne sont pas indépendants. C'est pourquoi nous avons étudié une nouvelle méthode de réglage, applicable, pensons nous, à tous les spectrographes à réseau concave sous incidence rasante. Nous exposerons ici le principe de cette méthode et nous discuterons sa précision. La description de l'appareil qui permet de l'appliquer à notre spectrographe trouvera sa place dans le prochain chapitre, consacré aux appareils.

1 - PRINCIPE DE LA METHODE.

Rappelons que les trois éléments principaux d'un spectrographe simple à incidence rasante sont la fente d'entrée, le réseau concave sphérique et le détecteur que nous pouvons supposer être un film photographique. Le but du réglage de cet instrument est d'amener la fente et le film sur le cercle de Rowland du réseau, cercle dont le diamètre est égal au rayon de courbure du réseau.

En d'autres termes, soit un cercle de rayon égal à la moitié du rayon de courbure du réseau ; le réglage doit amener le centre de la fente et le film sur ce cercle et lui rendre le réseau tangent. On voit ainsi que le réglage peut comporter des mesures de distances et des mesures d'orientation.

La méthode que nous proposons consiste à effectuer ces mesures en lumière visible, au moyen d'un seul appareil utilisant un système optique dont le schéma est donné figure 3. Sur cette figure, R est le sommet d'un réseau concave dont le centre de courbure est en C ; nous supposons ce réseau tangent à un cercle de rayon RC/2 dont le centre I est matérialisé par un repère ; O est le centre d'un objectif, schématiquement représenté sur la figure, dont le diamètre sera, par la suite, désigné par la lettre D ; la distance OF représente la distance focale de l'objectif ; un deuxième repère, dont nous allons préciser le rôle, se trouve au point I_1.

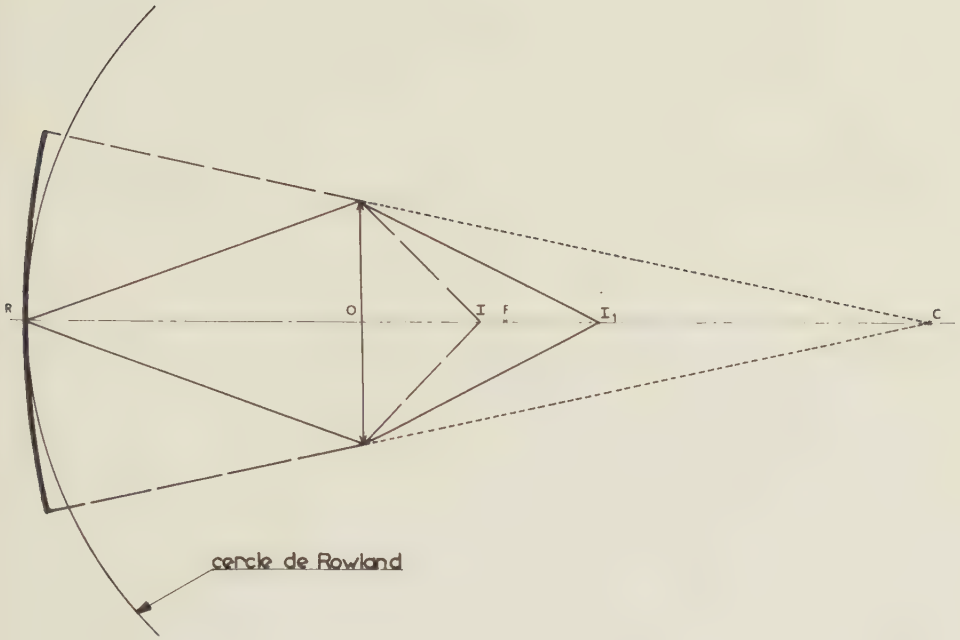


Figure 3

La méthode repose sur le fait suivant : pour une distance focale déterminée il existe une position déterminée du repère I_1, telle que l'image du centre de courbure C à travers l'objectif se forme sur le repère I lorsque l'image de R se forme sur le repère I_1. Sur la figure 3 on a représenté la conjugaison de ces différents points par des trajets de rayons lumineux en traits continus pour R et I_1 et en traits interrompus pour C et I. Notons dès à présent que la conjugaison des points C et I entraîne la coïncidence entre I et son image de retour à travers le système objectif-réseau, lorsque le réseau est correctement orienté.

Le système formé par l'objectif O et les repères I et I_1 ayant les caractéristiques générales que nous venons d'indiquer, le réglage du spectrographe s'effectue de la façon suivante : on forme l'image de la fente d'entrée, de la surface du réseau ou du film dans le plan du repère I_1 ; chacun de ces éléments se trouve ainsi amené à la distance RC/2 du point I ; il reste alors à orienter le réseau de manière à ce que I devienne le centre de son cercle de Rowland ; il suffit, pour celà, de le faire pivoter autour du point R jusqu'à ce que le repère I coïncide avec son image de retour.

Nous écrirons maintenant les relations qui expriment les propriétés précédentes. Soit ρ = RC, le rayon de courbure du réseau ; f = OF, la distance focale de l'objectif ; d = OR, la distance du sommet du réseau à l'objectif c'est-à-dire la distance frontale du viseur formé par l'objectif et le repère I_1 ; posons : ρ_1 = RI_1. Les relations de conjugaison entre C et I d'une part, R et I_1 d'autre part, entrainent :

$$RI = \rho/2 = \frac{2 - \frac{d}{\rho} - \frac{d}{\rho_1}}{1 - \frac{d^2}{\rho\rho_1}}$$

$$f = d\left(1 - \frac{d}{\rho_1}\right)$$

et on montre alors facilement que les distances d et ρ_1 et le rayon de courbure ρ du réseau doivent être liés par la relation :

$$d^2(\rho + 2\rho_1) - 4\rho\rho_1 d + \rho^2\rho_1 = 0 \qquad (1.1)$$

Le rayon de courbure ρ étant donné, cette relation permet de calculer la longueur du viseur $\rho_1 - d$ en fonction de la distance frontale d. Celle-ci dépend de l'ouverture numérique et du diamètre de l'objectif. L'ouverture numérique est, elle même, fixée par la précision que l'on veut atteindre dans la mesure de la distance RI_1. Nous sommes donc conduits à évaluer la précision requise pour régler ainsi un spectrographe de façon satisfaisante.

Avant d'effectuer ce calcul nous ajouterons quelques remarques complétant la description de cette méthode de réglage. Notons d'abord que le viseur doit pouvoir tourner autour du point I pour être dirigé soit vers le réseau, soit vers la fente d'entrée, soit encore vers le détecteur. Il faut donc le monter sur la platine d'un goniomètre, le point I étant matérialisé par un repère centré sur l'axe de rotation. Si les repères I et I_1 sont bien alignés, l'appareil permettra, en plus du réglage, la mesure des angles de réflexion et de diffraction.

D'autre part, la fente d'entrée du spectrographe doit pouvoir tourner autour de son axe pour être placée face au viseur, pendant le réglage, et reprendre sa position normale lorsque le spectrographe fonctionne.

Nous décrirons au chapitre suivant (figures 7 et 8) l'appareil que nous avons réalisé sur le principe indiqué ici.

2 - DISCUSSION DE LA PRECISION

Une étude de Kozlenkov [23], portant sur les effets de la défocalisation de la source de rayonnement ou du détecteur par rapport au cercle de Rowland du réseau, nous permettra d'évaluer la précision que doit atteindre le réglage. La figure 4 montre comment seront définis l'angle d'attaque φ et l'angle de diffraction φ', pour ce calcul ; ces angles sont tous deux positifs et tels que :

$$0 < \varphi < \frac{\pi}{2} \qquad \frac{\pi}{2} < \varphi' < \pi$$

Par conséquent :

$$\cos\varphi > 0 \qquad \cos\varphi' < 0$$

Supposons que l'écart de la fente d'entrée par rapport au cercle de Rowland, mesuré le long du rayon lumineux qui passe par le sommet du réseau, soit Δr ; le même écart mesuré le long du rayon du cercle de Rowland sera :

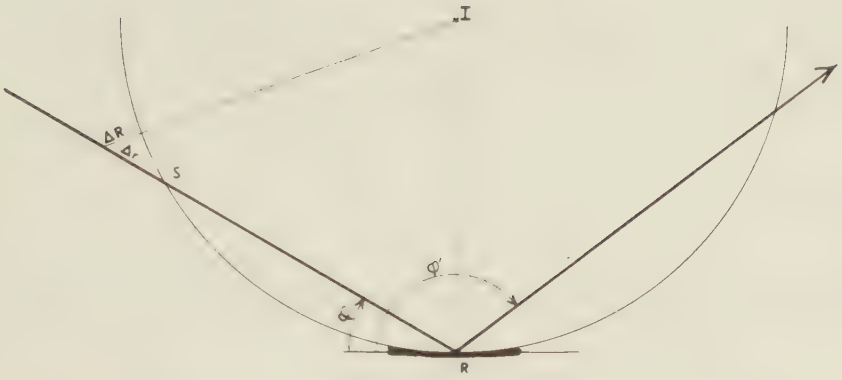


Figure 4

$$\Delta R = \Delta r \, . \, \sin\varphi$$

Kozlenkov a calculé l'équation de la caustique des rayons diffractés par le réseau en présence de l'écart Δr. Il en a déduit la largeur de la caustique dans la région où celle-ci est la plus fine. L'expression de cette largeur est, selon Kozlenkov :

$$S_{opt} = \frac{AW}{4\rho} \left(\frac{W^2}{4\rho^2} + \frac{B_o^2 (\Delta r)^2}{A^2} \right) \qquad (2.1)$$

où W est la largeur de la surface éclairée du réseau dont le rayon de courbure a la valeur ρ. Les quantités A et B_o sont données par :

$$A = \frac{\rho}{2} (\cos\varphi \, . \, \operatorname{cotg}\varphi + \cos\varphi' \, . \, \operatorname{cotg}\varphi')$$

$$B_o = - \frac{3}{2} (\operatorname{cotg}\varphi - \operatorname{cotg}\varphi')$$

De la relation (2.1), valable pour une fente infiniment fine, nous pouvons déduire la limite au-dessous de laquelle doit se trouver l'écart ΔR. Nous admettrons, en effet, que les défauts de réglage doivent être assez petits pour que la largeur S ne dépasse pas de plus de 10 % la valeur qu'elle aurait si la fente était exactement sur le cercle de Rowland. La fente possède, en pratique, une largeur finie qui doit être ajoutée à S pour obtenir la largeur réelle de la section du faisceau diffracté ; par conséquent l'élargissement relatif de l'image de la fente sera, quant à lui, nettement inférieur à 10 %. Nous devrons donc avoir d'aprés (2.1) :

$$\frac{B_o^2 (\Delta r)^2}{A^2} \leqslant \frac{1}{10} \cdot \frac{W^2}{4\rho^2}$$

d'où :

$$|\Delta r| \leq 0,158 \left|\frac{A}{B_o}\right| \frac{W}{\rho}$$

Le cas le plus fréquent est celui où les angles φ et φ' sont petits. On peut alors simplifier l'expression précédente en tenant compte de :

$$\left|\frac{A}{B_o}\right| \simeq \frac{\rho}{3}$$

et il vient :

$$|\Delta r| \leq 5,3 \cdot 10^{-2} W$$

L'écart de la fente avec le cercle de Rowland, le long du rayon de ce cercle, doit donc satisfaire à la condition :

$$|\Delta R| \leq 5,3 \cdot 10^{-2} W \cdot \varphi \qquad (3.1)$$

Lors du réglage, deux erreurs peuvent contribuer à l'apparition de l'écart ΔR : l'erreur de pointé longitudinal et le défaut d'orientation du réseau dont l'effet est représenté sur la figure 5. Le défaut d'orientation, mesuré par l'angle $\Delta\alpha$ de la normale au sommet du réseau avec le rayon correspondant du cercle de Rowland est responsable d'un écart :

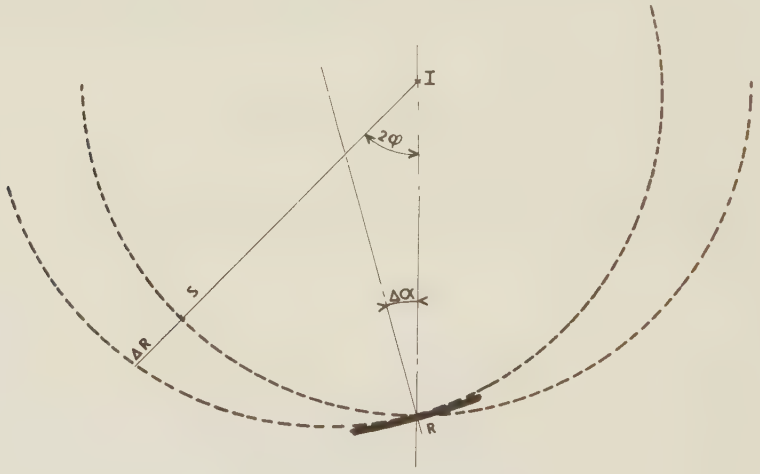


Figure 5

$$|\Delta R| = \rho \cdot \varphi \cdot \Delta\alpha$$

En reportant cette valeur dans l'expression (3.1), on obtient :

$$|\Delta\alpha| \leq 5,3 \cdot 10^{-2} \frac{W}{\rho}$$

Supposons que le réseau, de rayon de courbure 2 mètres, soit éclairé sur une largeur de 20 mm., ce qui est un ordre de grandeur fréquent ; il faut alors :

$$|\Delta\alpha| \leqslant 5,3 \cdot 10^{-4} \text{ radian}$$

On atteint sans grande difficulté une précision très supérieure, voisine de 2.10^{-5} rad., comme cela sera montré avec la description détaillée du viseur (Chapitre II, 1er §). Le seul défaut important est donc produit par l'imprécision du pointé longitudinal que nous étudierons maintenant.

La précision des pointés longitudinaux effectués avec un viseur dépend, on le sait, de l'ouverture de ce dernier. Désignons par :

$$b = \sin \gamma \simeq \frac{D}{2d} \qquad (4.1)$$

l'ouverture numérique de l'objectif du viseur dans l'espace objet. Dans le cas où la diffraction intervient seule, c'est-à-dire où l'objectif est très bien corrigé, la précision du pointé est donnée par [24] :

$$\Delta R \leqslant \frac{2\lambda'}{nb^2}$$

où n est un nombre pouvant varier de 4 à 8 selon la qualité des mesures et λ' la longueur d'onde du rayonnement visible utilisé. Pour déterminer la position des éléments du spectrographe avec la précision fixée par la relation (3.1), il faut donc utiliser un viseur d'ouverture b telle que :

$$\sqrt{\frac{\lambda'}{4\Delta R}} < b < \sqrt{\frac{\lambda'}{2\Delta R}}$$

Le tableau I donne les écarts ΔR tolérables, d'après la relation (3.1) pour différents angles d'attaque, en fonction de la longueur d'onde diffractée et du rayon de courbure du réseau, ainsi que les limites correspondantes de l'ouverture du viseur, calculées pour $\lambda' = 5000$ Å ; la largeur W qui intervient dans la relation (3.1) est, pour chaque cas, la largeur optimum du réseau, déterminée d'après le travail de Mack, Stehn et Edlen [12]. A l'aide de ce tableau et des relations (1.1) et (4.1) on peut évaluer les caractéristiques principales de l'appareil de réglage adapté à différents spectrographes.

Une étude complète de ces caractéristiques exigerait une discussion détaillée des relations (4.1) et (1.1). Nous nous bornerons à indiquer ici l'ordre de grandeur du diamètre de l'objectif de visée auquel elles conduisent. Pour les rayons de courbure de 1000, 2000, 3000 et 4000 mm., le tableau I montre que l'ouverture numérique de l'objectif doit atteindre respectivement 0,08, 0,06, 0,05 et 0,045 environ, si le spectrographe doit être réglé pour des longueurs d'onde allant jusqu'à 30 Å. D'autre part les valeurs de ρ_1 et de d qui interviennent dans (1.1) doivent être choisies de telle sorte que la distance $\rho_1 - d$, qui détermine la longueur de l'appareil de réglage, soit assez petite par rapport au rayon de courbure ρ. On peut alors constater que le diamètre D de l'objectif doit être de l'ordre de 60 mm. pour $\rho = 1000$ mm., de 90 mm. pour $\rho = 2000$ mm., de 120 mm. pour $\rho = 3000$ mm. et de 150 mm. pour $\rho = 4000$ mm.

On peut conclure de cette étude que, dans le cas de rayons de courbure inférieurs à 2 mètres, l'objectif du viseur exige une optique soignée mais de dimensions relativement courantes ; pour des rayons allant de 3 à 4 mètres, par contre, l'objectif aura nécessairement un grand diamètre ; nous n'avons pas étudié ce cas en détail mais il nous semble que l'emploi d'un miroir à la place des lentilles peut alors être avantageux.

Tableau 1

φ	2°					5°					10°				
ρ mm.	λ Å	W mm.	ΔR μ	b × 10³		λ Å	W mm.	ΔR μ	b × 10³		Å	W mm.	ΔR μ	b × 10³	
1000	30	7,2	14	67	95										
						50	10,0	30	50	65					
	80	9,6	18	59	83										
						100	12,1	37	41	58					
	130	10,9	21	54	77										
						150	13,5	41	39	55	150	15,6	150	21	29
											200	16,9	156	20	28
											250	18,0	166	19	27
2000	30	12,2	23	52	74										
						50	16,7	50	35	50					
	80	16,1	31	45	64										
						100	20,3	61	32	45					
	130	18,3	35	42	60										
						150	22,8	69	30	43	150	26,3	242	16	23
											200	28,4	262	16	22
											250	30,2	278	15	21
3000	30	16,5	31	45	64										
						50	22,6	68	30	43					
	80	21,8	41	39	55										
						100	27,5	83	28	39					
	130	24,8	47	37	52										
						150	30,9	93	26	37	150	35,6	328	14	20
											200	38,5	355	13	19
											250	40,9	377	13	18
4000	30	20,5	39	40	57										
						50	28,1	85	27	38					
	80	27,1	51	35	50										
						100	34,1	103	25	35					
	130	30,8	59	33	46										
						150	38,3	116	24	34	150	44,2	408	12	17
											200	47,8	441	12	17
											250	50,8	468	11	16

ρ rayon de courbure du réseau

W largeur optimum du réseau

λ longueur d'onde

ΔR écart maximum entre la fente et le cercle de Rowland pour que l'élargissement de la caustique n'excède pas 10 %

b ouverture numérique qu'il faut donner au viseur pour que la précision du pointé soit ΔR.

La méthode dont nous venons de décrire le principe est employée, dans la suite de notre travail, avec des réseaux de 2 mètres de rayon de courbure ; à l'épreuve, son application s'est avérée très satisfaisante. Au nombre des avantages qu'elle offre, on trouve la possibilité d'utiliser un angle d'attaque variable et, surtout, d'introduire les éléments supplémentaires qui sont nécessaires dans un spectrographe à deux réseaux. Cette méthode permet donc une conception sensiblement nouvelle des spectrographes à réseaux du domaine de Holweck.

CHAPITRE 2

DESCRIPTION DU SPECTROGRAPHE

L'appareil dont nous commençons la description a été conçu pour permettre la vérification et l'utilisation des possibilités que nous avons évoquées au début de notre travail. Sur le plan technique nous avions, pour principale préoccupation, la construction d'un appareil dont le fonctionnement soit très souple.

Une première particularité de notre spectrographe consiste donc dans la mobilité de ses éléments : système de fentes, analyseurs et détecteurs peuvent être placés en un endroit quelconque d'un banc d'optique circulaire qui matérialise le cercle de focalisation. Une grande liberté existe pour le choix des angles de réflexion et de diffraction : l'angle d'attaque du rayonnement sur un réseau peut varier de 2° à 40° ; la plus grande de ces valeurs est fixée par les dimensions de l'enceinte, mais la plus petite pourrait être réduite en modifiant simplement la forme des supports de fentes et de réseaux.

D'autre part le réglage s'effectue en lumière visible, sans qu'il soit nécessaire d'avoir recours aux spectres ultraviolets ; l'appareil comporte en effet une lunette de visée, montée sur un goniomètre, construite sur le principe exposé au précédent chapitre. La lunette permet, outre le réglage, la mesure précise des positions des éléments du spectrographe.

Les réseaux, pour lesquels est prévu l'appareil, ont un rayon de courbure de 2 mètres. Ce sont des réseaux Siegbahn possédant 576 traits/mm. et 1152 traits/mm. Le domaine spécifique de l'appareil est l'ultraviolet extrême mais, avec le réseau le moins dispersif, il s'étend jusqu'à l'ultraviolet proche.

Le vide limite, dans l'enceinte qui entoure le banc d'optique, est de 10^{-5} mm. de mercure ; l'enceinte, d'un volume de 400 litres, a reçu la forme d'un tore pour dégager la partie centrale, où se trouve la lunette de visée, et réduire le volume à vider.

Les planches I et II permettent une vue d'ensemble de l'appareil fermé ou ouvert. La figure 6 montre une section du tore ; A et B désignent les faces du banc d'optique. La disposition de la lunette de visée est montrée sur la planche III. Chaque partie de l'appareil fera l'objet d'une description plus détaillée dans les paragraphes qui suivent.

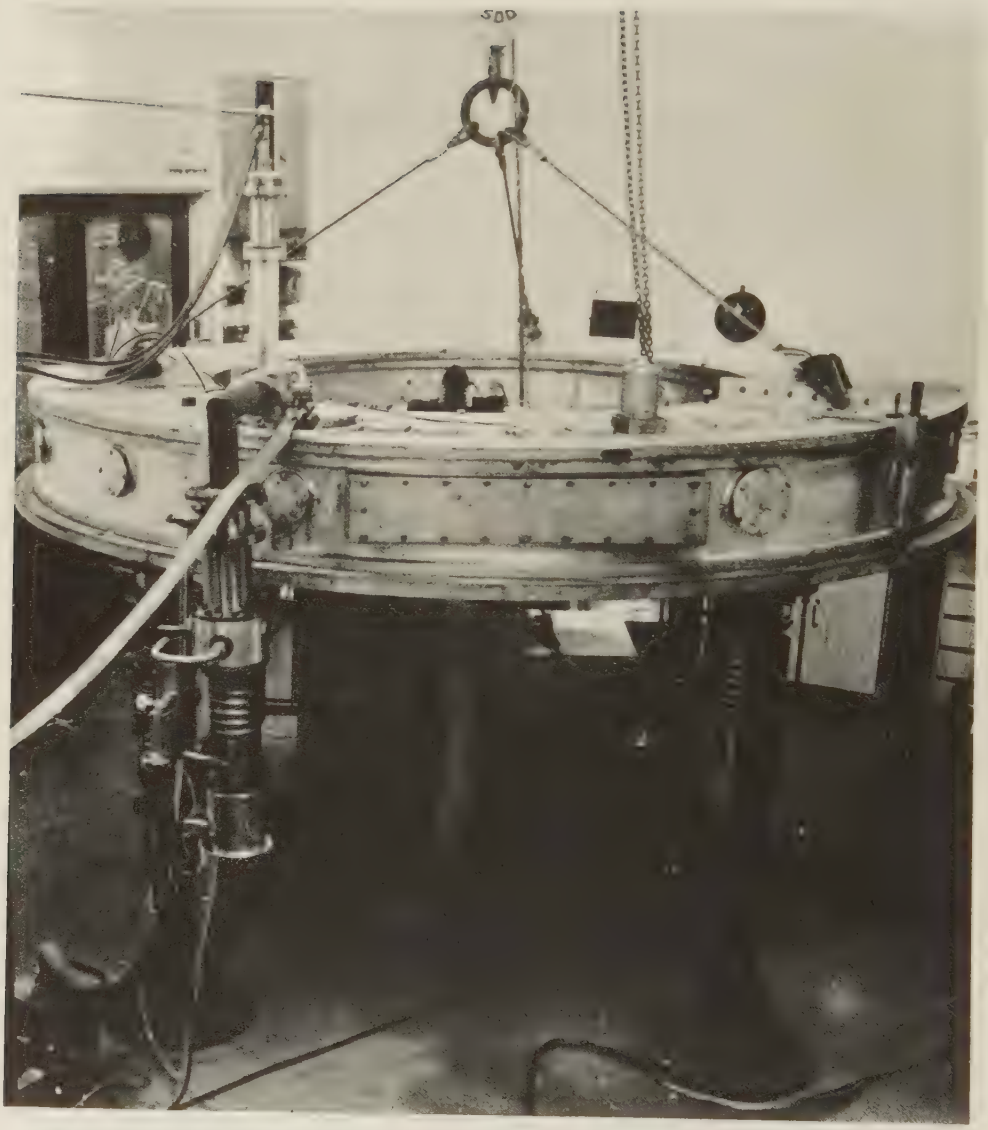


Planche I

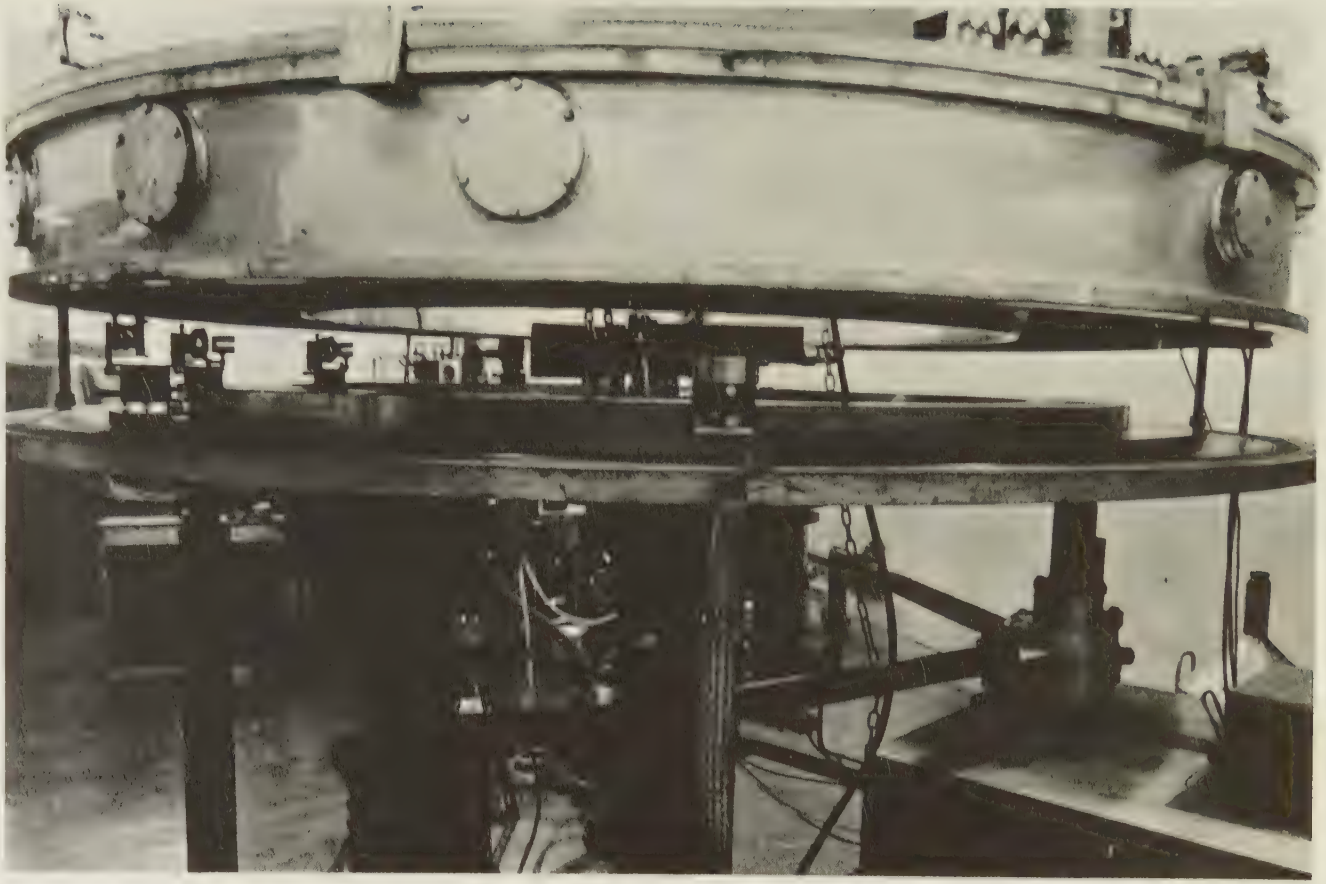


Planche II

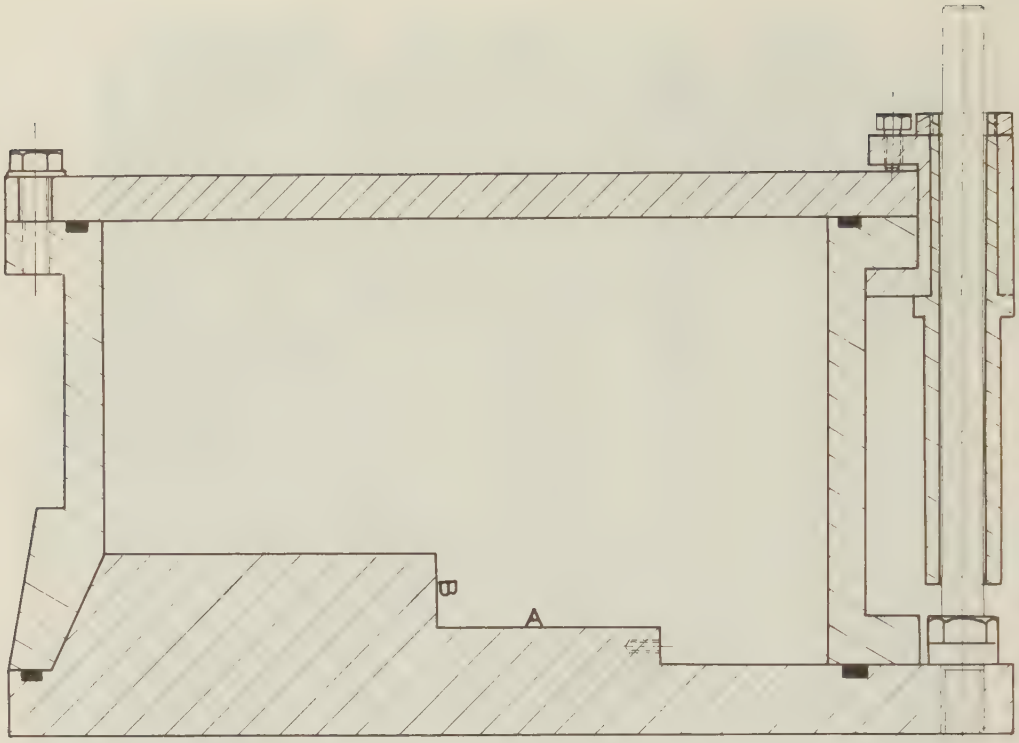


Figure 6

1 - L'APPAREIL DE VISEE.

a) Description.

Son principe optique est conforme au schéma de la figure 3 et à l'exposé fait au cours du premier chapitre. Une coupe de l'appareil est visible sur la figure 7.

Le repère I qui matérialise le centre du cercle de Rowland est l'extrémité d'une pointe fine (figure 7) ; le microscope A (figure 8) permet d'examiner la pointe et son image par réflexion sur un réseau ou un miroir concaves placés sur le banc circulaire ; une lame semi-transparente dirige le faisceau réfléchi vers le microscope. La lampe L (figure 7) dont la lumière est réfléchie par un miroir éclipsable, éclaire la pointe I.

L'axe d'une fente à ouverture symétrique de bonne qualité fournit le deuxième repère I_1. Ce système a l'avantage de laisser libre le centre du champ et, d'autre part, d'être facilement projetable sur le cercle de focalisation grâce à un éclairage auxiliaire L_1 (figure 7) ; les réglages sont ainsi plus faciles et une ligne, de position angulaire bien déterminée, peut être enregistrée sur un film en même temps que le spectre. Un microscope B (figure 7 et 8) permet d'examiner la fente.

Ces dispositifs, ainsi que l'objectif O, sont montés dans un corps de

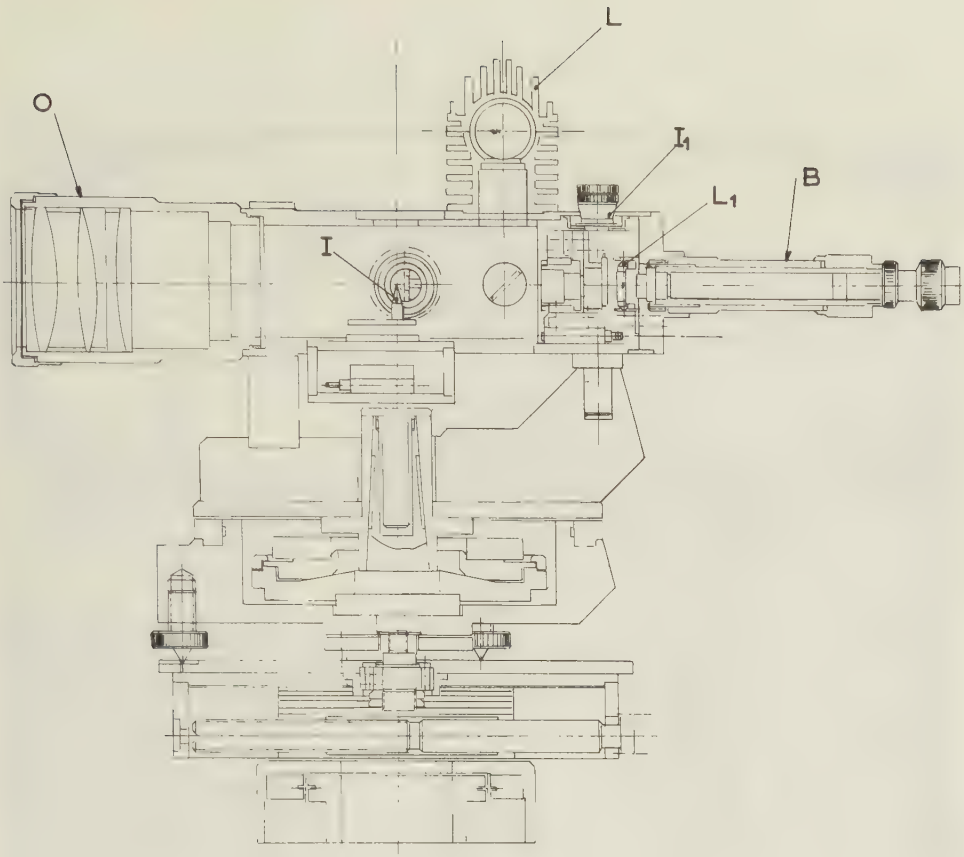


Figure 7

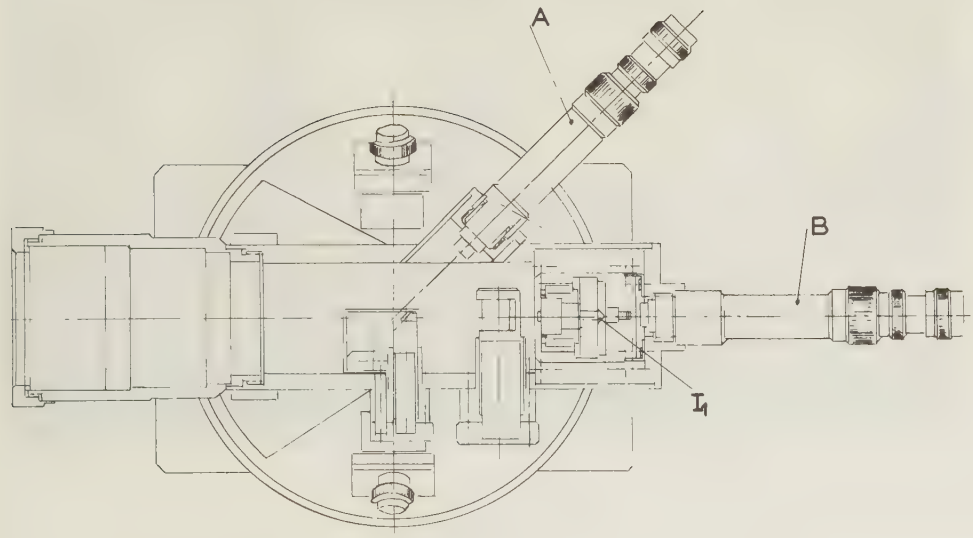


Figure 8

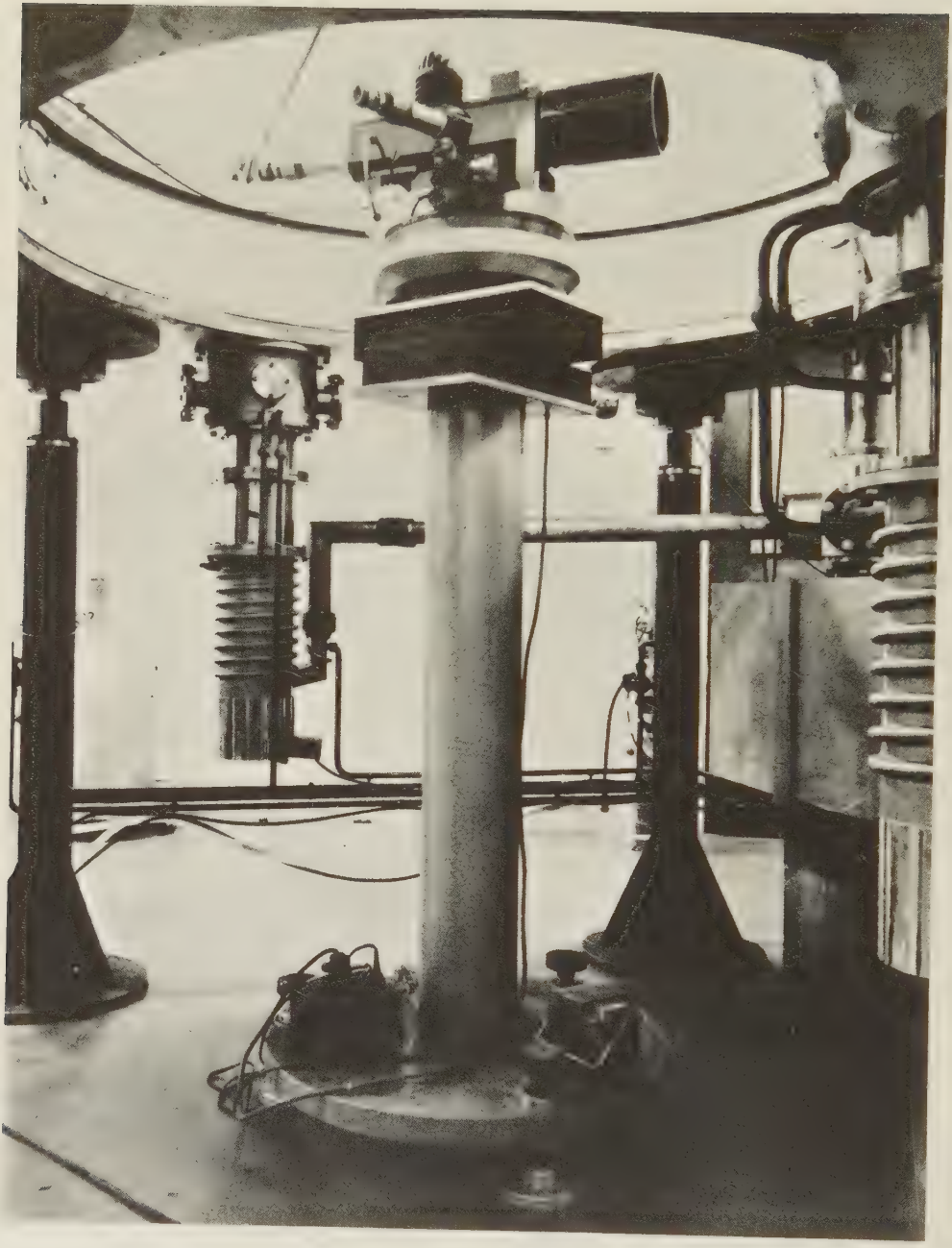


Planche III

lunette, visible sur la planche IV. Les principales dimensions de l'appareil sont approximativement les suivantes :

- diamètre de l'objectif : 90 mm.
- distance frontale de l'objectif : RO = 780 mm.
- distance de la fente I_1 à la pointe I : 150 mm.

Un goniomètre, reposant par l'intermédiaire de vis calantes sur un double chariot, supporte la lunette. Un réglage permet d'amener l'extrémité de la pointe I sur l'axe de rotation du goniomètre avec une précision supérieure à ± 5μ. Grâce aux chariots croisés visibles sur la planche III, on peut centrer tout l'appareil par rapport au banc d'optique.

b) Précision.

L'emploi de la lunette que nous venons de décrire fait intervenir le repère I seul, pour l'orientation d'un réseau, ou le repère I_1 seul, lors de la mise en place de la fente d'entrée ou du détecteur, ou encore les repères I et I_1 ensemble pour la mesure d'un angle de réflexion par exemple. Nous envisagerons la précision de l'appareil pour chacun de ces cas.

Orientation du réseau : le réseau est considéré comme correctement orienté lorsque la normale en un point de sa surface passe par le point I, centre du cercle de focalisation ; il n'est pas nécessaire que le pied de la normale passant par I coïncide avec le sommet géométrique du réseau, sauf dans le cas exceptionnel où l'on voudrait utiliser la totalité de la surface du réseau ; en général, on peut utiliser un point assez voisin du sommet géométrique et centrer le faisceau Holweck par rapport à ce point.

Le défaut d'orientation sera mesuré par l'écart angulaire $\Delta\alpha$ de la normale au réseau au point visé R, avec l'axe de la lunette (figure 9), défini par le centre de l'objectif et un point de l'axe de rotation du goniomètre. Ce défaut a deux causes : l'erreur de lecture entre la pointe et son image par réflexion ; d'autre part le défaut de centrage de la pointe par rapport au goniomètre. Soit II' l'écart total entre l'image de la pointe et l'axe de rotation de l'appareil, C le centre de courbure du réseau, C' l'image virtuelle de I dans l'objectif O, C'' l'image de C' par réflexion dans le réseau ; I' est l'image de C'' dans l'objectif. Nous avons :

$$C'C'' = 2\rho\Delta\alpha$$

$$\frac{C'C''}{II'} = \frac{OC'}{OI} = \frac{\rho - d}{\rho/2 - d}$$

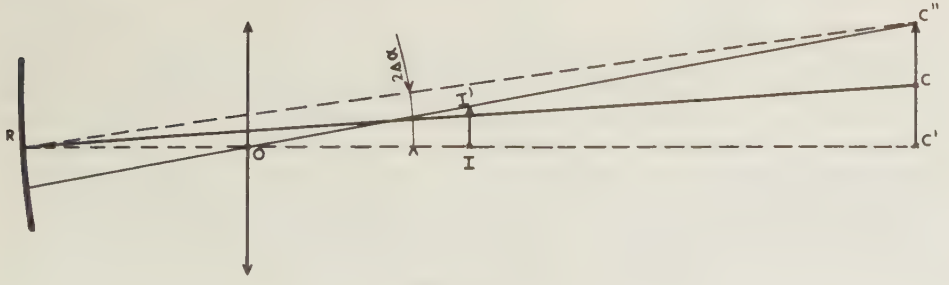


Figure 9

d'où la relation :

$$\Delta\alpha = II' \frac{\rho - d}{\rho(\rho - 2d)}$$

Avec le microscope A (figure 8) l'erreur de lecture est inférieure à ± 5μ ; nous avons vu, par ailleurs, que le défaut de centrage de la pointe est du même ordre. Nous pouvons donc admettre que $II' \leqslant \pm 0,01$ mm. et, d'après la relation ci-dessus, la précision de l'orientation du réseau est alors : $\Delta\alpha \leqslant \pm 3$ sec.

Pointés longitudinaux : rappelons qu'ils ont pour but d'amener le réseau, la fente ou le porte-film à une distance de I mètre de la pointe qui matérialise le centre du cercle de focalisation ; pour ces pointés nous devons distinguer l'erreur de pointé proprement dite, de l'erreur qui résulte du défaut de réglage initial du viseur ; l'une a un caractère systématique, l'autre est aléatoire.

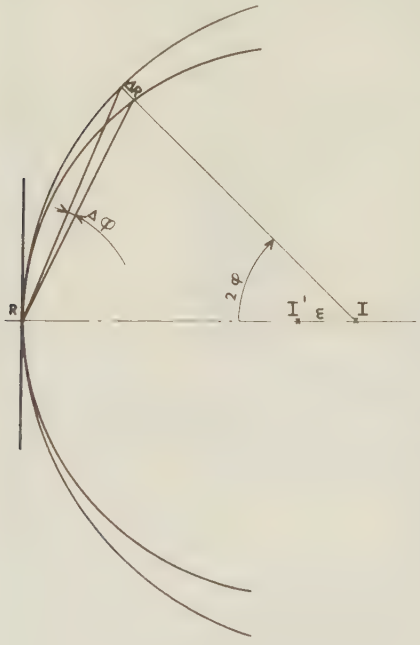


Figure 10

Le défaut de réglage du viseur, c'est-à-dire l'erreur entachant la valeur de sa distance frontale, conduit à un écart ε entre le centre du cercle de Rowland du réseau et le point I ; il en résulte un écart variable ΔR entre le cercle de Rowland et le cercle de centre I (figure 10) ; cet écart apparaitra dans le positionnement de la fente ou du détecteur. En limitant le calcul au premier ordre, on établit facilement la relation suivante entre ε et ΔR :

$$\Delta R = \varepsilon(1 - \cos 2\varphi)$$

En utilisant une règle de bonne qualité on obtient facilement, au réglage initial, une précision $\varepsilon = 0,1$ mm. Pour $\varphi = 2°, 5°, 10°$, nous avons alors successivement ΔR égal à 0,2 μ, 1,5 μ, 6 μ ; la comparaison de ces valeurs avec celles du tableau I (chapitre I) montre qu'elles sont assez petites pour ne pas donner lieu à un élargissement notable de la caustique.

L'erreur de pointé proprement dite est liée, nous l'avons vu, à la qualité optique de la lunette ; elle dépend aussi du mode opératoire. En effectuant les pointés sur les franges de diffraction d'une fente ou sur la tache de diffraction d'une poussière déposée sur un réseau et éclairée en lumière rasante, nous avons fait des séries de trente mesures successives : l'étude de la dispersion des mesures montre que l'erreur pouvant entacher la valeur moyenne est inférieure à 0,03 mm., l'écart maximum atteignant 0,15 mm.. Nous pouvons en conclure que la lunette permet le réglage sur le cercle de focalisation avec une précision suffisante, à condition de prendre la moyenne d'un nombre assez grand de pointés.

Mesure des angles : on sait que l'axe optique d'un système centré est défini par le centre de l'objectif et par un point de l'axe matérialisé par un repère ; la lunette que nous avons décrite comporte, non pas un, mais deux repères ; le réglage correct de cet appareil suppose que les deux axes optiques ainsi définis soient confondus ; en effet, pour mesurer l'angle d'attaque du rayonnement Holweck sur un réseau, il est nécessaire de viser successivement une fente source, avec l'un des repères, et le point de contact du réseau avec le cercle de Rowland, avec l'autre repère ; un défaut de concordance entre les deux axes engendrerait une erreur systématique de mesure d'angle.

Pour aligner les axes, on a pointé, au moyen d'un microscope coulissant sur un banc d'optique rectiligne, les deux repères et leurs images par réflexion dans un miroir plan préalablement rendu perpendiculaire au banc. Une deuxième méthode, consistant dans l'utilisation de deux microscopes alignés pointant, l'un les repères, l'autre l'image du repère-fente à travers l'objectif de la lunette, a permis une vérification. La concordance des résultats permet d'évaluer la précision de l'alignement à 3 secondes environ. La précision du goniomètre étant de 5 secondes, la concordance des axes est jugée satisfaisante.

La mesure d'un angle d'attaque est, cependant, sujette à une erreur plus importante, produite par l'écart ΔR de la fente source par rapport au cercle de Rowland. Soit φ l'angle mesuré à l'aide du goniomètre ; l'écart ΔR engendre l'erreur (figure 10) :

$$\Delta\varphi = - \frac{\Delta R}{\rho} \operatorname{cotg} \varphi$$

En supposant $\Delta R = 0,03$ mm., valeur correspondant à la précision des pointés longitudinaux, et $\rho = 2000$ mm. cette relation donne :

$$\Delta\varphi = - 1,5 \cdot 10^{-5} \cdot \operatorname{cotg} \varphi$$

Pour $\varphi = 2°, 5°, 10°$ on aura une erreur $|\Delta\varphi| = 91$ sec., 37 sec., 19 sec..

La mesure des angles d'attaque et de diffraction peut avoir pour but la détermination de la longueur d'onde d'une raie Holweck. Il semble qu'on puisse, dans ce cas, réduire considérablement l'effet de l'erreur que nous venons de signaler. En effet, la relation :

$$\lambda = \frac{a}{N} (\cos \varphi + \cos \varphi')$$

permet d'écrire :

$$|\Delta\lambda| = \frac{a}{N} (\sin \varphi \Delta\varphi + \sin \varphi' \Delta\varphi')$$

soit encore :

$$|\Delta\lambda| = \frac{a}{N} \left(\cos \varphi \cdot \frac{\Delta R}{\rho} + \cos \varphi' \cdot \frac{\Delta' R}{\rho} \right)$$

Si l'on sait effectuer le réglage de manière à ce que :

$$\Delta R = \Delta R'$$

on voit facilement, à partir des relations précédentes, que l'erreur relative sur la longueur d'onde se réduira à :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta R}{\rho}$$

Or, pour réaliser l'égalité des écarts de la fente source et du détecteur par rapport au cercle de Rowland, il suffit de les disposer de telle sorte que l'image de la fente sur le détecteur soit parfaitement symétrique de la fente, par rapport au réseau. Précisons cependant que nous n'avons pas vérifié expérimentalement cette méthode de réduction de l'erreur.

2 - LE BANC D'OPTIQUE CIRCULAIRE.

La matérialisation du cercle de focalisation permet de simplifier au maximum les réglages nécessaires pour modifier les angles du rayonnement Holweck avec les réseaux. Elle rend, par exemple, superflu le réajustement de la distance du réseau au centre du cercle après un changement de position. Elle constitue donc un important facteur de mobilité des éléments du spectrographe, facilitant, en outre, l'adaptation des détecteurs électroniques qui nécessitent le balayage du spectre.

La forme générale de notre appareil indique que le cercle de focalisation y a été matérialisé dans sa totalité. Ceci était possible pour les réseaux de 2 mètres de rayon de courbure que nous utilisons et offrait des avantages appréciables : à la liberté de faire varier les angles dans de très larges limites, nous ajoutions celle de procéder aux montages les plus variés, celui, par exemple, de deux spectrographes symétriques permettant des mesures différentielles d'intensité ; un cercle fermé peut, de plus, faire l'objet d'une réalisation plus précise que des secteurs séparés.

La pièce dont le rôle est de matérialiser le cercle de focalisation est visible sur la planche II qui montre l'appareil ouvert. La vue en coupe de cette pièce (figure 11) donne une idée plus précise de sa réalisation et fournit ses principales dimensions. Les surfaces repérées, sur cette figure, par les lettres A et B sont respectivement un plan et un cylindre sur lesquels prennent appui les éléments du spectrographe. Le rôle de ces surfaces et la qualité de leur réalisation sont à l'origine du nom que nous donnons à cette partie de l'appareil et que nous avons placé en titre du présent paragraphe.

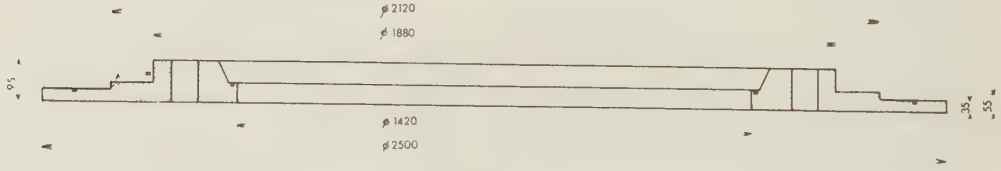


Figure 11

Dans la fabrication de ce banc d'optique, la recherche de la précision a principalement porté sur la "concentricité" du cylindre B. Supposons en effet qu'un réseau, placé sur le banc, ait été correctement réglé à l'aide de

la lunette décrite plus haut ; si le cylindre B présente une ovalisation notable, le déplacement du réseau le long du banc s'accompagnera d'un défaut d'orientation, engendrant lui-même un défaut de focalisation et une erreur de mesure d'angle. Le banc doit être suffisamment "concentrique" pour rendre ces défauts négligeables. Par contre, il n'est pas nécessaire d'atteindre une précision très élevée sur la valeur nominale du rayon du cylindre puisque la distance du réseau au centre du cercle est ajustée avec la lunette. Aussi, dans notre appareil, le rayon du banc n'est-il connu qu'à ± 0,1 mm. près mais ses variations d'un point à l'autre du cercle n'excèdent pas, nous nous en sommes assuré, ± 0,01 mm.

D'autre part, des mesures effectuées avec un niveau de précision ont montré que la surface A ne s'écarte pas de plus de ± 0,05 mm. d'un plan parfait, les défauts locaux d'usinage étant très en-dessous de cette valeur. Ajoutons encore que l'épaisseur de la pièce est suffisante pour la garantir contre les déformations dues à son poids ou à la pression atmosphérique lorsque l'appareil est sous vide. Dans ces conditions, l'expérience le confirme, le banc d'optique conserve les réglages avec leur précision initiale.

Les éléments du spectrographe, système de fentes, réseaux, chassis porte-film, reposent sur le banc par l'intermédiaire de supports réglables, représentés sur les planches II, V, VI et VII. A la base de chaque support, trois vis calantes permettent de régler l'horizontalité et la hauteur de l'ensemble par rapport au banc. Le contact avec la surface cylindrique est assuré par les extrémités arrondies de deux pointes, bien visibles sur la planche VI. Une glissière, commandée par un bouton micrométrique, donne la possibilité d'effectuer des déplacements le long du rayon du cercle de focalisation. La partie mobile de cette glissière porte une platine tournante destinée aux réglages en orientation.

Le porte-réseau (planches VI et VII), en plus de ces dispositifs, comporte une glissière qui permet de déplacer le réseau dans un plan vertical, sans modifier ni son orientation, ni sa distance au centre du banc. On voit d'autre part que le réseau est monté sur son support de manière à ce que sa surface soit approximativement tangente à l'axe de rotation de la platine tournante ; ainsi le réglage en orientation ne porte pas atteinte à celui de la distance du réseau au centre du banc.

Le système de fentes (planche V) comprend une fente à ouverture symétrique, de largeur variable entre 0,001 mm. et 2 mm., et une fente de moindre précision, reliée à la précédente par un canal cylindrique, destinée à limiter l'ouverture angulaire du faisceau Holweck issu de la première fente. Les fentes, solidaires l'une de l'autre, peuvent tourner autour de l'axe vertical de la platine tournante. Ceci permet de présenter la fente principale à la lunette de visée, pour son réglage, puis de l'orienter de manière à centrer le faisceau Holweck sur le réseau. Un réglage particulier, composé de deux glissières horizontales, donne la possibilité de confondre l'axe de la fente principale avec l'axe de rotation de la platine, pour éviter tout déplacement de la fente par rapport au cercle de focalisation pendant la rotation. Un diaphragme, visible sur la planche V, limite la hauteur de la fente principale.

Le chassis porte-film est courbe, avec un rayon égal à celui du cercle de focalisation. Il est monté sur un support analogue à ceux que nous venons de décrire.

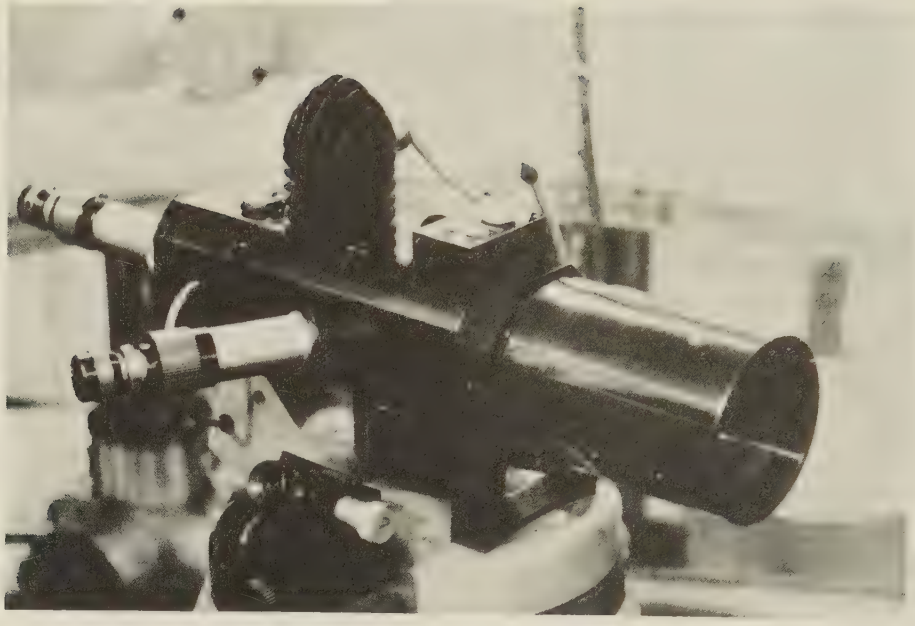


Planche IV

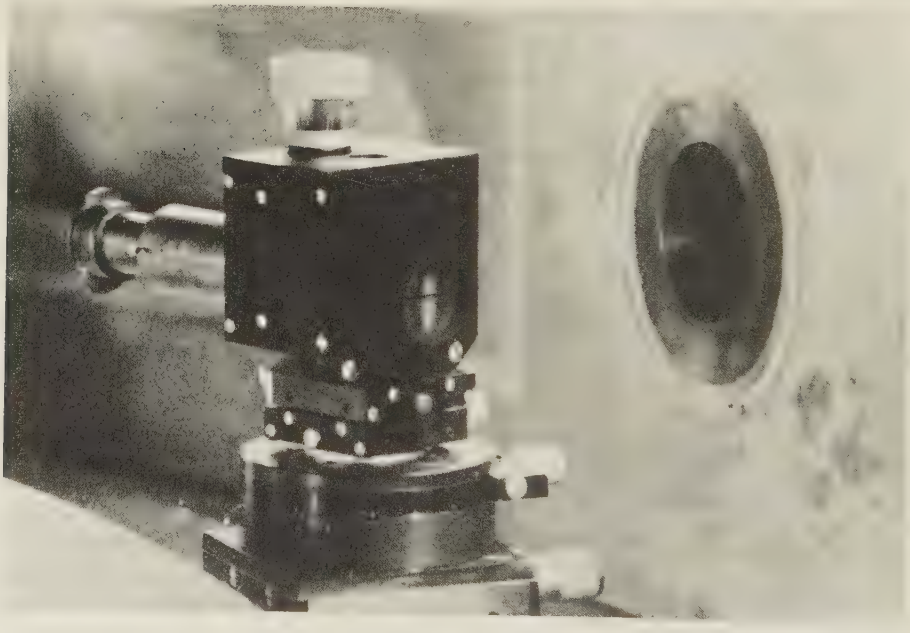


Planche V

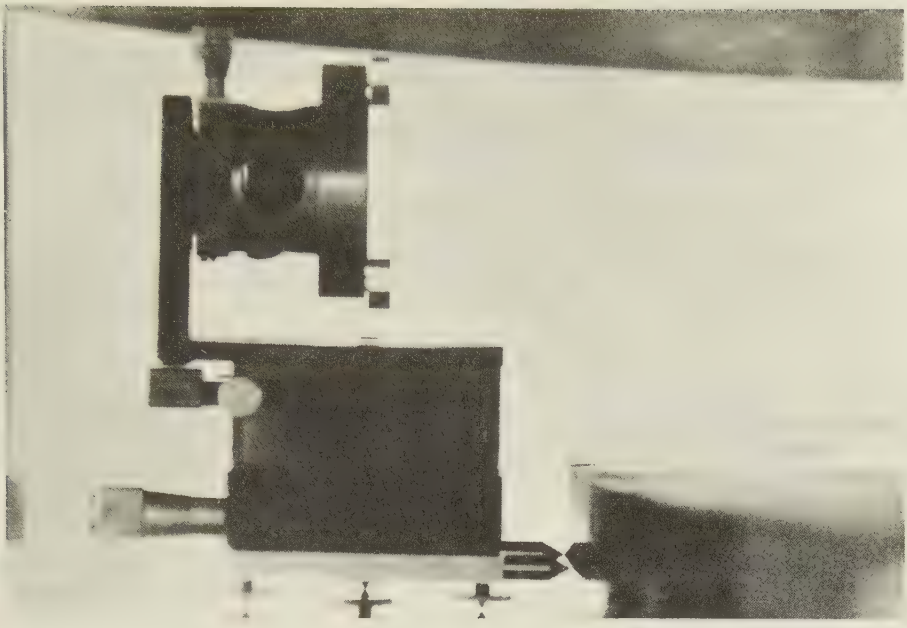


Planche VI

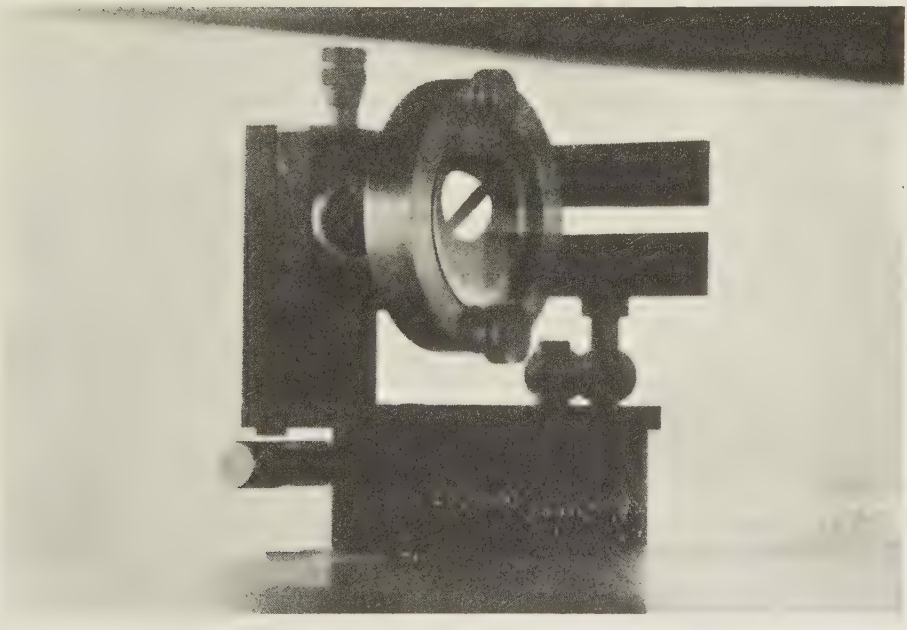


Planche VII

3 - LA SOURCE DU RAYONNEMENT.

L'enceinte du spectrographe est conçue pour recevoir, en différents endroits, des sources de nature et de formes variées. Cependant, des expériences qui comportent de fréquents changements de l'angle d'attaque du rayonnement Holweck sur le réseau demandent un dispositif qui facilite les déplacements correspondants de la source.

Ce dispositif consiste en un compartiment particulier, situé à l'intérieur de l'enceinte, relié à la partie supérieure de celle-ci par une flasque circulaire, susceptible de tourner autour d'un axe vertical qui coupe le cercle de focalisation. Les figures 12 et 13 donnent une représentation schématique de ce montage. La rotation de la flasque A entraîne celle du compartiment, dont le centre décrit un arc de cercle de centre S. La fente d'entrée du spectrographe est disposée sur le banc de telle sorte que son axe soit confondu avec l'axe de rotation de la flasque et passe, par conséquent par S. Lorsqu'on procède au changement de l'angle d'attaque, il suffit donc de faire tourner le compartiment source autour de son axe pour amener le faisceau Holweck dans la direction définie par la fente d'entrée et le sommet du réseau ; ce réglage ne modifie pas la distance de la source à la fente ; il s'effectue facilement en lumière visible.

La source actuellement installée dans le compartiment décrit est une chambre d'étincelles condensées, alimentée par un générateur d'une capacité de 0, 5 μF, sous une tension de 100 kv.

4 - CENTRAGE DE LA LUNETTE DE VISEE PAR RAPPORT AU BANC D'OPTIQUE.

Une méthode particulière, que nous allons décrire brièvement, a été élaborée pour effectuer le centrage de la lunette de visée, servant aux réglages, par rapport au banc d'optique circulaire qui supporte les éléments du spectrographe.

Sur la figure 14 les points I et I' sont respectivement le centre de rotation de l'appareil de visée, repéré par une pointe, et le centre du banc ; II' représente donc le défaut de centrage existant avant réglage. M est le sommet d'un miroir concave de 2 mètres de rayon de courbure, placé sur le banc. Le centre de courbure du miroir se trouve en C, sur la droite MI normale au miroir. Déplaçons le miroir autour du banc et soit M' et C' les nouvelles positions de M et C. La droite MI enveloppe un arc de cercle de centre I' ; en général elle ne passe donc plus par I. Si le sommet du miroir n'est matérialisé par aucun repère, l'écart que nous venons de signaler n'est pas visible car I coïncide avec son image par réflexion en dirigeant l'axe de la lunette dans la direction IM'', définie par les points I et C'. Si au contraire le sommet est repérable, on pourra observer l'écart existant entre les directions IM' et IM''.

L'étude des variations de cet écart nous donne un moyen simple de déterminer la direction et la grandeur approximative du défaut de centrage II'. Le miroir ayant été placé en un endroit quelconque du banc, dirigeons l'axe de la lunette vers son sommet, défini par une croisée de fils ; orientons de plus ce miroir de manière à ce que la pointe I coïncide avec son image par réflexion. Nous obtenons ainsi une première position du miroir pour laquelle les directions IM' et IM'' sont confondues. En déplaçant le miroir autour du

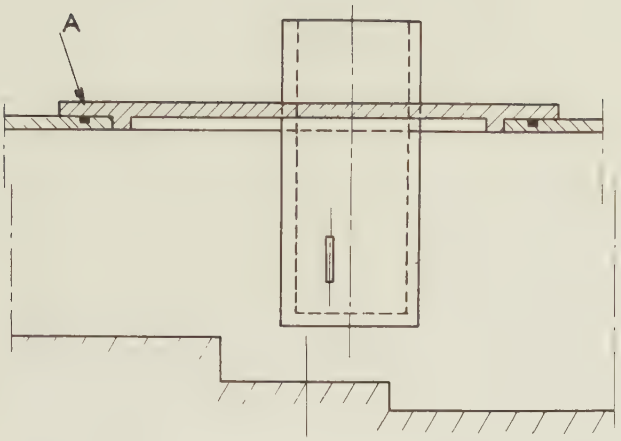


Figure 12

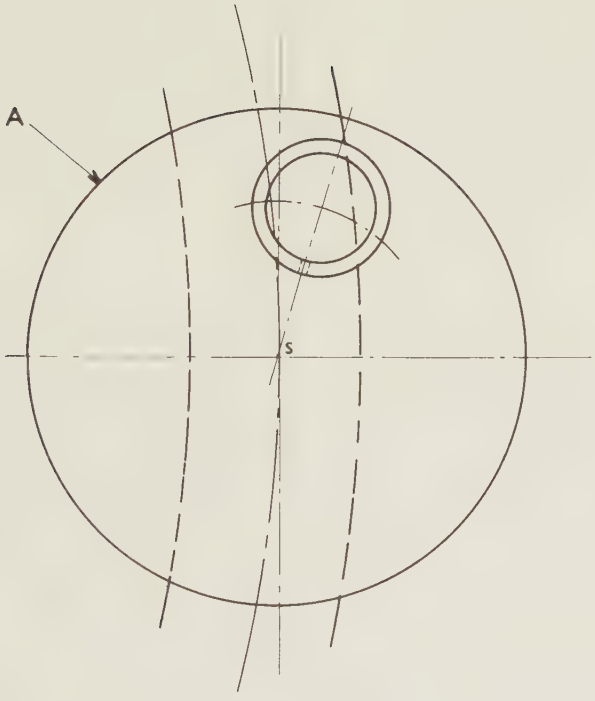


Figure 13

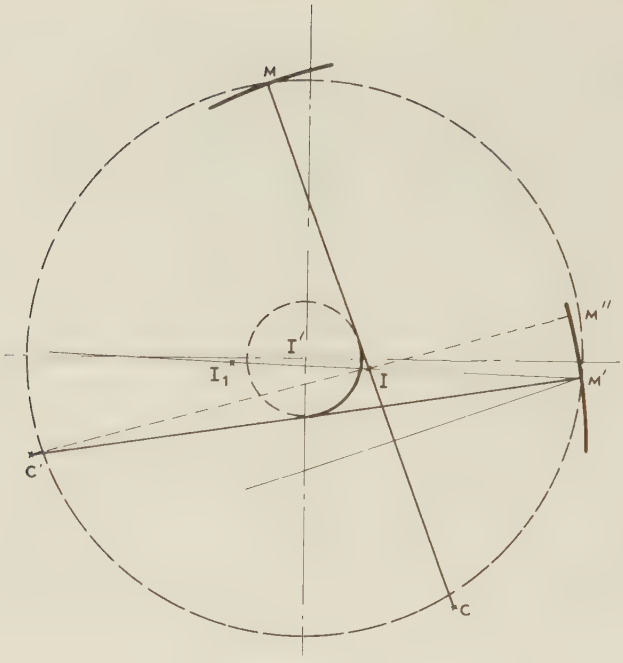


Figure 14

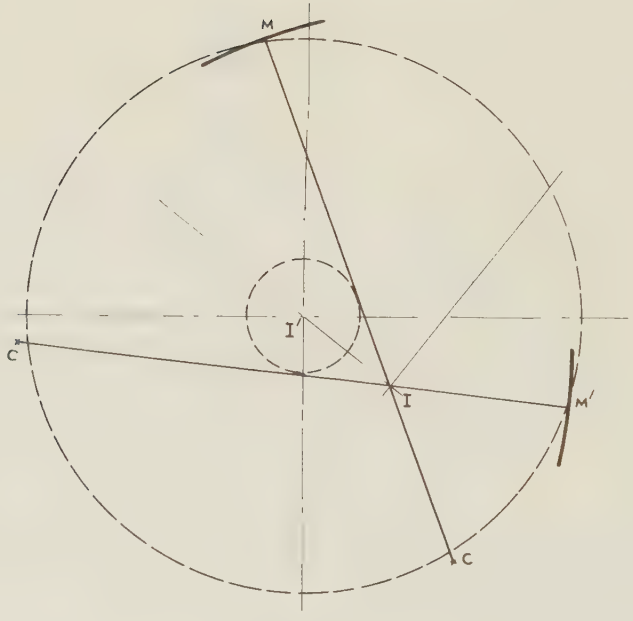


Figure 15

banc, on trouvera nécessairement une autre position donnant un écart nul entre ces directions. En effet du point I on peut mener deux tangentes au cercle enveloppé par la normale MC au miroir ; chacune de ces tangentes définit l'une des positions dont nous parlons. Ces positions sont représentées sur la figure 15 : M est la position de départ, dans laquelle le miroir a été réglé ; M' désigne la deuxième position donnant un écart nul. On voit sur cette figure que la direction du défaut II' n'est autre que celle de la bissectrice extérieure de l'angle formé par les directions IM et IM'.

Plaçons maintenant le miroir dans une position intermédiaire, de préférence la position qui a donné l'écart maximum ; tournons le miroir autour de son sommet jusqu'à ce que cet écart soit réduit de moitié. Pour corriger le défaut de centrage II', il ne reste plus qu'à déplacer la lunette de visée, dans la direction précédemment déterminée, jusqu'à annuler l'écart restant.

La précision de cette méthode n'est, en principe, limitée que par celle de la lunette de visée ; celle-ci est suffisante pour effectuer le centrage avec une précision comparable à celle du banc, c'est-à-dire, nous l'avons vu, 0,02 mm.. Toutefois les petits défaux locaux du banc qui sont de l'ordre de quelques microns interviennent en provoquant de petites rotations du miroir, sources d'erreur dans la mesure des écarts ; l'effet de ces défauts peut être réduit en augmentant la distance des points d'appui du miroir sur le banc.

CHAPITRE 3

LONGUEUR D'ONDE CRITIQUE D'UN RÉSEAU EN ORDRES D'INTERFÉRENCE POSITIF ET NÉGATIF

L'étude du coefficient de réflexion des réseaux optiques dans le domaine de Holweck a fait l'objet de divers travaux [22, 25, 26]. Sprague, Tomboulian et Bédo [22] en ont effectué le calcul dans le cas d'un réseau parfait et ils ont soumis leurs résultats à l'expérimentation, en ordres positifs, avec un angle d'attaque de 4°38'. Lukirsky et Savinov [28] ont récemment étendu le calcul au cas des réseaux "échelettes" et mesuré les coefficients de réflexion de plusieurs réseaux en ordres positifs et négatifs, pour les longueurs d'onde comprises entre 30 Å et 113 Å ; dans ce travail le réseau est étudié sous un angle variable.

Cependant, l'emploi des ordres négatifs étant inhabituel en spectrographie Holweck, la réflexion en ordres négatifs et positifs n'a donné lieu, jusqu'à présent, à aucune étude comparative au-dessus de 113 Å. Cette lacune est à l'origine d'une difficulté rencontrée dans l'étude du spectrographe à deux réseaux : cet instrument fait appel, comme nous le montrerons, aux ordres d'interférence des deux signes. L'appareil que nous avons précédemment décrit se prêtant bien à la vérification des propriétés réflectrices des réseaux dans des conditions d'emploi variées, nous avons pu obtenir de premiers éléments de comparaison concernant les longueurs d'ondes critiques et les variations du coefficient de réflexion.

1 - CALCUL DE LA LONGUEUR D'ONDE CRITIQUE.

Soit φ l'angle d'attaque, φ' et ξ les angles de diffraction des ondes réfléchies et transmises, ces angles étant définis comme le montre la figure 16 ; soit N l'ordre d'interférence, λ la longueur d'onde, a le pas du réseau et n l'indice de réfraction du matériau constituant le réseau.

Nous avons :

$$n = 1 - \delta'\lambda^2 \qquad (1.3)$$

$$\cos\varphi + \cos\varphi' = \frac{N\lambda}{a} \qquad (2.3)$$

$$\cos\varphi + \cos\xi = \frac{N\lambda}{a} \qquad (3.3)$$

Notons que la forme de ces relations entraîne, pour le signe de l'ordre d'interférence, une convention (figure 16) opposée à celle qu'utilisent Tomboulian et Lukirsky. Notre choix est justifié par la nécessité de définir aussi sim-

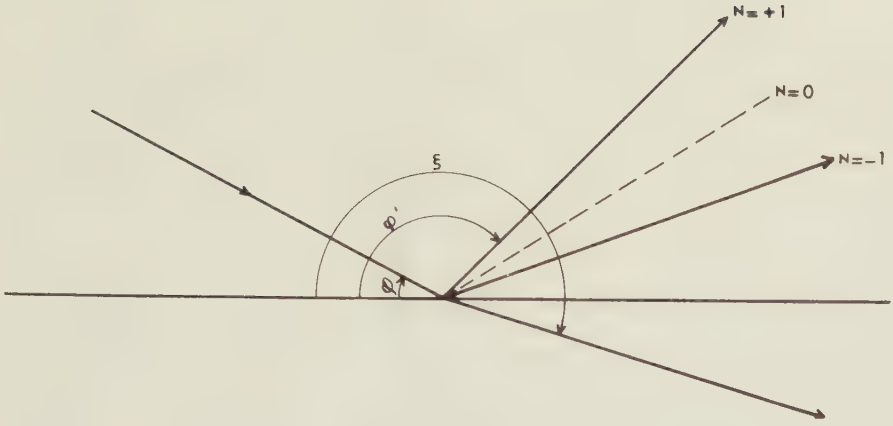


Figure 16

plement que possible l'origine et le signe des angles dans le cas du spectrographe à deux réseaux.

En supposant un réseau parfait, Sprague Tomboulian et Bédo ont établi, pour le rayonnement polarisé parallèlement et perpendiculairement, les expressions suivantes des coefficients de réflexion de ce réseau :

$$R_{/\!/} = D^2 \left(\frac{n \sin \varphi + \sin \xi}{n \sin \varphi' - \sin \xi} \right)^2 \frac{\sin \varphi'}{\sin \varphi} \qquad (4.3)$$

$$R_{\perp} = D^2 \left(\frac{\sin \varphi + n \sin \xi}{\sin \varphi' - n \sin \xi} \right)^2 \frac{\sin \varphi'}{\sin \varphi} \qquad (5.3)$$

avec :

$$D = (-1)^N \frac{\sin \pi N \frac{b}{a}}{\pi N} \qquad (6.3)$$

où b est la largeur de la surface réfléchissante d'un trait du réseau.

La valeur de φ étant donnée, les coefficients de réflexion $R_{/\!/}$ et $R_{\perp}$ restent très faibles tant que la longueur d'onde reste inférieure à la longueur d'onde critique λ_c. La réflexion totale commence lorsque l'angle ξ de l'onde transmise avec la surface du réseau atteint la valeur π ; c'est-à-dire, d'après la relation (3.3) lorsque :

$$\cos \varphi - n = \frac{N \lambda_c}{a}$$

En tenant compte de (1.3), cette relation donne :

$$1 + \frac{N \lambda_c}{a} - \delta' \lambda_c^2 = \cos \varphi \qquad (7.3)$$

$$1 - \delta' \lambda_c^2 = - \cos \varphi' \qquad (8.3)$$

Lorsque la longueur d'onde devient supérieure à λ_c l'angle ξ est imaginaire. Les coefficients de réflexion sont alors donnés par les nouvelles expressions :

$$R_{\parallel} = D^2 \cdot \frac{n^2 \sin^2 \varphi + \mathrm{sh}^2 \xi'}{n^2 \sin^2 \varphi' + \mathrm{sh}^2 \xi'} \cdot \frac{\sin \varphi'}{\sin \varphi} \qquad (9.3)$$

$$R_{\perp} = D^2 \cdot \frac{\sin^2 \varphi + n^2 \mathrm{sh}^2 \xi'}{\sin^2 \varphi' + n^2 \mathrm{sh}^2 \xi'} \cdot \frac{\sin \varphi'}{\sin \varphi} \qquad (10.3)$$

avec $\xi' = i\xi$

La relation (8.3) montre, comme l'ont remarqué Lukirsky et Savinov, que la longueur d'onde critique dépend uniquement de l'angle de diffraction φ' ; le pas du réseau et l'ordre d'interférence n'interviennent que dans le calcul de l'angle d'attaque qu'il faut utiliser pour diffracter ce rayonnement dans la direction φ'. L'importance de cette remarque tient à ce qu'elle fait prévoir la possibilité effective d'utiliser les ordres négatifs, en adoptant, à longueur d'onde égale, un angle d'attaque plus grand que dans le cas des ordres positifs.

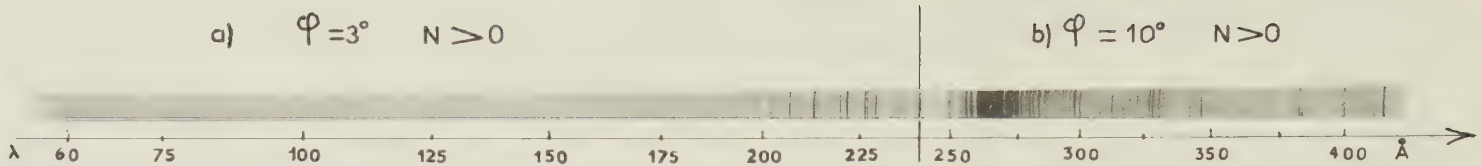
Notre appareil permet d'enregistrer, pour la première fois, un spectre étendu, en ordres positifs et négatifs, avec différents angles d'attaque. Des exemples de tels enregistrements figurent sur la planche VIII. Nous nous en sommes donc servi pour déterminer quelques longueurs d'onde critiques que nous comparerons aux valeurs calculées par les relations (7.3) ou (8.3).

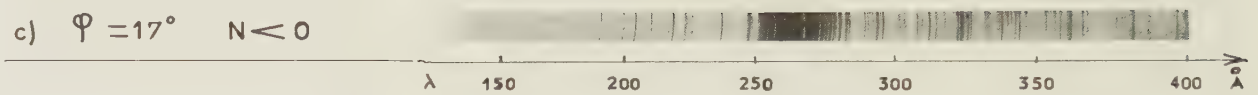
2 - CONDITIONS EXPERIMENTALES.

Le réseau étudié est l'un des réseaux Siegbahn, gravé sur verre, possédant 576 traits par millimètre et un rayon de courbure de 2 mètres, dont nous avons parlé au début du 2ème chapitre.

Nous utilisons comme détecteur le film Kodack SC5 [27]. Ce film, du type des films de Schuman, est remarquable par sa très grande sensibilité dans le domaine de Holweck ; son mode particulier de préparation permet en effet d'éliminer la gélatine habituellement interposée entre le rayonnement et les grains photo-sensibles ; le rapport de sensibilité entre ce film et le Kodak SWR, d'usage plus répandu, est de l'ordre de dix. Les temps de pose nécessaires pour obtenir des enregistrements tels que ceux de la planche VIII ont été d'environ 10 minutes. Après le même temps, un enregistrement sur SWR ne laisse apparaître que quelques raies, parmi les plus intenses.

La source de rayonnement est une étincelle condensée sous vide, entre électrodes de niobium. La tension de décharge est d'environ 80 kv, avec une capacité de 0,5 µF et une self de 25 µH. Le niobium a été choisi comme l'un des éléments dont le spectre, bien qu'encore incomplètement connu, contient de nombreuses raies dans l'ultraviolet extrême. Charles [28] a identifié, dans ce spectre, de nombreuses raies de Nb VI et Nb VII, jusqu'à une longueur d'onde voisine de 165 Å. Les raies de plus courte longueur d'onde ainsi que de nombreuses raies que nous avons observées au dessus de 165 Å n'ont pas, jusqu'à présent, été identifiées. Les enregistrements actuels fournissent donc des éléments préliminaires pour une étude plus complète du spectre du niobium. Lorsque celà était nécessaire, nous avons utilisé, comme raies de référence, les raies de l'aluminium.





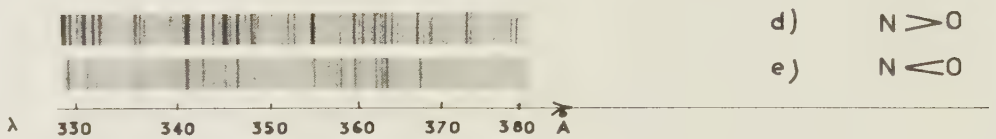


Planche VIII

3 - RESULTATS

Nous avons d'abord enregistré l'ensemble du spectre Holweck de notre source, en ordres positifs ; les clichés a et b, planche VIII, reproduisent ce spectre. L'utilisation d'un angle d'attaque de 3° nous a permis d'atteindre les plus courtes longueurs d'onde émises par la source, jusqu'à 53 Å ; la première raie intense, sur le cliché a est située à 57 Å. Pour les longueurs d'onde comprises entre 250 Å et 400 Å nous avions donné à l'angle d'attaque la valeur de 10°. On peut constater, dans la région allant de 250 Å à 300 Å, la présence d'un grand nombre de raies intenses ; ces raies, pour la plupart, n'ont pas encore été identifiées ; pour la seule région comprise entre 250 Å et 265 Å nous avons dénombré sur nos enregistrements, après élimination des ordres supérieurs, grâce au spectrographe à deux réseaux (6ème Chapitre, 2ème §), plus de 30 raies dont 7 seulement figurent dans les tableaux publiés par Charles.

Pour mesurer la longueur d'onde critique correspondant à diverses conditions de réglage, nous avons ensuite enregistré le spectre en ordres positifs et négatifs, avec des angles $\varphi = 10°$ et $\varphi = 17°$, des temps de pose identiques et des conditions d'excitation de la source aussi voisines que possibles. Le cliché c, planche VIII, est un exemple d'enregistrement en ordres négatifs qui confirme nettement l'existence d'un notable coefficient de réflexion dans ce cas inhabituel.

Les variations du coefficient de réflexion prévues par le calcul, au moyen des expressions (4.3), (5.3), (9.3) et (10.3), sont représentées par les courbes de la figure 17 ; la largeur de la partie réfléchissante des traits du réseau ne nous étant pas connue, nous avons porté en ordonnée, non pas le coefficient de réflexion, mais la quantité R/D^2.

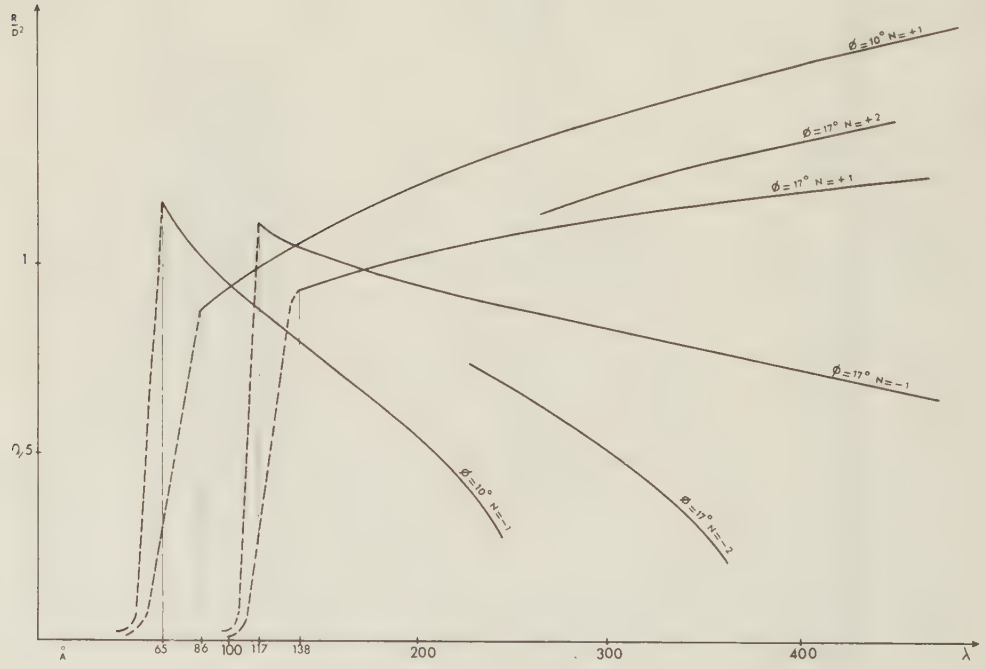


Figure 17

D'après ces courbes, le coefficient de réflexion en ordre – 1 doit augmenter brusquement au voisinage de la longueur d'onde critique et décroître plus ou moins rapidement vers les grandes longueurs d'onde. En ordre + 1, l'augmentation est moins rapide avant la longueur d'onde critique et se poursuit ensuite lentement, lorsque la longueur d'onde croît. En ordre + 2 et – 2, les variations sont semblables mais plus accentuées, comme le montrent les portions de courbes que nous avons tracées.

Les conclusions que l'on peut tirer de l'examen de nos enregistrements sont en accord partiel avec ce tableau. En comparant, par exemple, les spectres enregistrés avec $\varphi = 17°$, N négatif, et avec $\varphi = 10°$, N positif, choisis parce qu'ils recouvrent un domaine de longueur d'onde suffisamment étendu, nous observons, dans le spectre en ordres négatifs, la disparition d'un nombre de raies d'autant plus important que la longueur d'onde s'élève : entre 200 Å et 300 Å nous dénombrons les mêmes raies dans les deux enregistrements ; entre 300 Å et 350 Å, 18 % des raies et, entre 350 Å et 400 Å, 38 % des raies disparaissent dans le spectre en ordres négatifs. Ces raies sont en général les moins intenses du spectre en ordres positifs ; quelques raies d'intensité moyenne disparaissent également ; elles correspondent à du rayonnement diffracté en deuxième ordre. Les clichés d et e, planche VIII, sont des agrandissements correspondant à de petites parties des spectres étudiés ; ils permettent une comparaison directe dans le domaine qu'ils recouvrent. Les constatations que nous avons ainsi faites trouvent leur explication dans la diminution du coefficient de réflexion vers les grandes longueurs d'onde, en ordres négatifs ; on peut donc les retenir comme un élément confirmant qualitativement le résultat obtenu par le calcul.

Toutefois l'étude de la longueur d'onde critique révèle certaines divergences avec les prévisions théoriques. Nous n'observons pas, en effet, de brusque élévation du coefficient de réflexion au voisinage de la longueur d'onde critique : avec $\varphi = 17°$, en ordres négatifs, on constate une progression régulière de l'intensité des raies, s'étendant de 135 Å à 180 Å environ, c'est-à-dire sur un intervalle de 45 Å, au moins trois fois supérieur à ce que prévoit le calcul ; avec $\varphi = 10°$ en ordres positifs, la progression s'étend entre 121 Å et 160 Å ; l'intervalle correspondant, de 39 Å, est, lui aussi, très supérieur à celui qu'on aurait pu attendre. Ces différences, pensons nous, doivent être, au moins en partie, attribuées aux imperfections du réseau, dont les parties réfléchissantes ne possèdent pas la planéité supposée pour le calcul ; de tels défauts sont susceptibles d'introduire une notable imprécision dans la valeur de l'angle d'attaque à la surface du réseau et, par conséquent, dans la valeur de la longueur d'onde critique.

Nous ne pouvons donc pas mesurer exactement la longueur d'onde définie par la relation (7,3). Nous avons alors mesuré la longueur d'onde la plus courte diffractée par le réseau dans les différents cas. Nous avons choisi, pour ces mesures, des enregistrements fortement exposés ; pratiquement les clichés utilisés étaient surexposés pour les longueurs d'onde supérieures à 200 Å. Les valeurs obtenues ont été reportées dans le tableau II, sous le nom de longueur d'onde critique mesurée, à côté des valeurs calculées par la relation (7,3).

Comme le prévoit le calcul, nous constatons que, pour un angle d'attaque donné, la réflexion commence, en ordres négatifs, à une longueur d'onde plus courte qu'en ordres positifs. Mais d'après le calcul, la différence entre les longueurs d'onde critiques correspondant aux ordres positifs et négatifs devrait être indépendante de l'angle d'attaque ; pour le réseau utilisé la dif-

Tableau II

φ	N	λ_c mesuré	λ_c calculé
10°	+ 1	121 Å	86 Å
	− 1	94 "	65 "
17°	+ 1	150 "	138 "
	− 1	135 "	117 "

férence prévue est de 21 Å et nous trouvons 27 Å pour $\varphi = 10°$ et 15 Å pour $\varphi = 17°$. On peut expliquer ce désaccord par l'imprécision déjà mentionnée de la définition et de la mesure de la longueur d'onde critique dans le cas d'un réseau imparfait.

Nous observons enfin que les longueurs d'onde critiques mesurées sont systématiquement supérieures aux valeurs prévues par le calcul. On pourrait penser que ce désaccord est surmontable en donnant à δ' une valeur convenable, s'écartant plus ou moins de la valeur $2,7.10^{-6}$ Å^{-2}, habituellement admise. Mais le calcul de δ' par la relation :

$$\delta' = \frac{1}{\lambda_c}\left(\frac{N}{a} + \frac{1 - \cos\varphi}{\lambda_c}\right)$$

déduite de (7.3) et où on donne à λ_c les valeurs mesurées, conduit à des résultats variant du simple au double quand on passe de $\varphi = 10°$, $N = -1$, à $\varphi = 17°$, $N = +1$. Il faut donc admettre que le coefficient de réflexion est modifié par au moins un facteur dont le calcul n'a pas tenu compte. Ce facteur est, très probablement, lié à l'existence d'une couche déposée à la surface du réseau par les vapeurs organiques résiduelles, occupant l'enceinte du spectrographe.

CONCLUSION.

Nos expériences montrent que le coefficient de réflexion en ordre d'interférence négatif est comparable à celui obtenu en ordre positif, dans le domaine de longueur d'onde compris entre 100 Å et 400 Å environ ; elles confirment les observations de Lukirsky et Savinov effectuées entre 30 Å et 113 Å.

En ordre négatif nous avons cependant noté l'affaiblissement du coefficient de réflexion vers les grandes longueurs d'onde. Nous devrons tenir compte de cet affaiblissement lorsque, avec le spectrographe à deux réseaux, nous travaillerons en ordre négatif. Il nous faudra alors déterminer expérimentalement l'angle d'attaque correspondant au maximum de réflexion pour chaque domaine de longueurs d'onde étudié.

DEUXIÈME PARTIE

SPECTROGRAPHIE A DEUX RÉSEAUX

INTRODUCTION.

Les raisons de l'intérêt que nous portons au spectrographe à deux réseaux pour le domaine de Holweck ont été données dès le début de notre travail. A l'origine, l'étude de cet appareil nous a été suggérée par certains avantages reconnus de la spectrographie multiple appliquée à d'autres domaines de rayonnement. Pour le domaine de Holweck nous rencontrions trois difficultés de principe.

On conçoit facilement que deux réseaux, sous incidence rasante, soient utilisés successivement, le deuxième diffractant une petite partie du rayonnement déjà dispersé par le premier. Mais un système aussi simple ne permet pas l'enregistrement d'un spectre de quelque étendue. Un spectrographe proprement dit devait, en premier lieu, être capable de focaliser le rayonnement d'un domaine spectral déterminé, dispersé par les réseaux. Dans le domaine de Holweck cette condition conduisait notamment à l'emploi de réseaux concaves.

Ces réseaux, nous l'avons déjà rappelé, engendrent, sous incidence rasante, des aberrations géométriques importantes qui limitent la finesse des raies spectrales. Une question allait donc se poser : l'addition des aberrations des deux réseaux n'annulerait-elle pas les avantages d'une dispersion plus élevée ?

Une autre difficulté résidait dans l'insuffisance des connaissances concernant le "rendement" des réseaux. L'adjonction d'un deuxième réseau devait nécessairement s'accompagner d'une diminution importante de la luminosité de l'instrument. Le rayonnement transmis par le spectrographe serait-il suffisamment intense pour être décelé ?

L'objet de notre travail était de résoudre ces difficultés et de commencer l'étude expérimentale de la spectrographie à deux réseaux dans le domaine de Holweck. Nous y sommes parvenus à l'aide des techniques et des résultats exposés dans la première partie.

CHAPITRE 4

PRINCIPE DU SPECTROGRAPHE A DEUX RÉSEAUX POUR LE DOMAINE DE HOLWECK

Dans un spectrographe simple à réseau, sous incidence rasante, le spectre est focalisé le long du cercle de Rowland ; comment obtenir le même résultat en utilisant deux réseaux successifs ? Supposons que les cercles de Rowland de ces deux réseaux soient confondus, ce qui est possible si les deux réseaux ont même rayon de courbure. Appelons spectre primaire, le spectre donné par le premier réseau, et spectre final, le spectre obtenu après le passage du rayonnement sur les deux réseaux. Le spectre primaire est focalisé sur le cercle de Rowland, dans l'espace compris entre les deux réseaux. Soit un petit intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ de ce spectre ; plaçons, sur le cercle de Rowland, à l'endroit où converge le rayonnement dont les longueurs d'onde sont comprises dans cet intervalle, un réflecteur déviant les rayons en direction du deuxième réseau. Sur la figure 18, R_1 désigne le premier réseau, M le réflecteur et R_2 le deuxième réseau. En première approximation, on peut considérer que tout se passe comme si ce deuxième réseau recevait les rayons issus d'une fente située sur le cercle de Rowland. Le rayonnement compris dans l'intervalle $d\lambda$ est donc focalisé, dans le spectre final, sur le cercle de Rowland. Cette remarque est à la base du principe du spectrographe à deux réseaux.

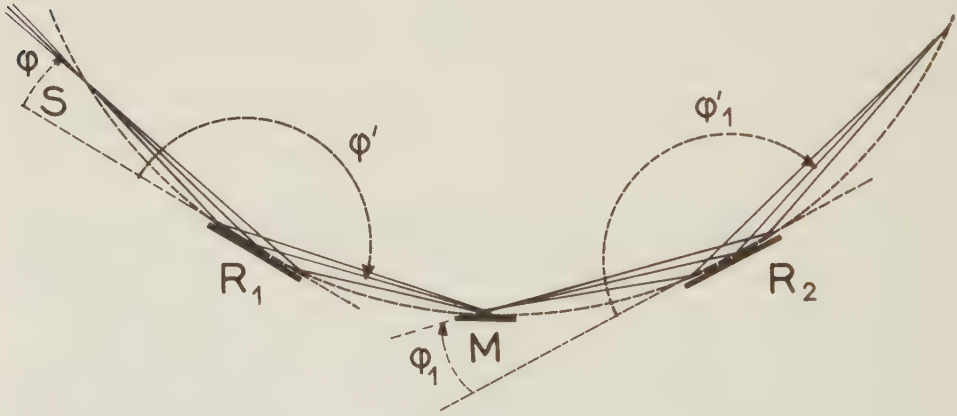


Figure 18

1 - FORME ET POSITION DU REFLECTEUR INTERMEDIAIRE.

La réflexion et la focalisation des rayons X par des surfaces optiques a fait l'objet, dans notre Laboratoire, d'une étude de M. Montel, [29] à laquelle nous avons emprunté de nombreux éléments nécessaires à cette partie

de notre travail. Notre exposé sera limité aux considérations indispensables à la compréhension du spectrographe.

La figure 19 représente un système de trois miroirs concaves de même rayon de courbure ρ ; ces miroirs, tangents au cercle de focalisation de rayon $\rho/2$, sont répartis le long de ce cercle de façon telle que, M_1, M_2, M_3, désignant leurs sommets respectifs, l'on ait : $\overset{\frown}{M_1M_2} = \overset{\frown}{M_2M_3}$.

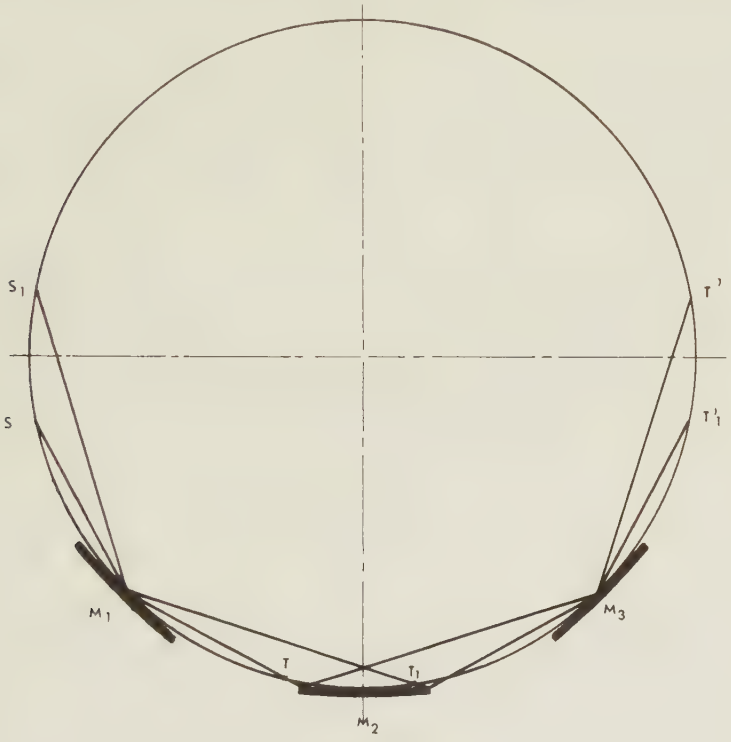


Figure 19

Nous avons indiqué sur la figure les trajets de rayons cheminant dans le plan du cercle de focalisation et réfléchis par les trois miroirs sous grande incidence. Les deux trajets représentés sont respectivement désignés par $S\,M_1\,T\,M_3\,T'$ et $S_1\,M_1\,T_1\,M_3\,T_1'$.

Soit en S une source ponctuelle ; le segment $S\,M_1$ représente le rayon moyen d'un pinceau issu de cette source et dirigé vers le premier miroir. Le pinceau réfléchi par ce miroir prend appui, on le sait, sur deux focales d'astigmatisme. Dans le cas des angles considérés ici, la focale sagitale, contenue dans le plan d'incidence qui est celui de la figure, est virtuelle. Nous mentionnons ce fait pour rappeler que la section des pinceaux, que nous considèrerons, par un plan perpendiculaire au plan de la figure sera toujours divergente. La focale tangentielle, perpendiculaire au plan d'incidence, est réelle ; elle coupe le cercle de focalisation au point désigné sur la figure par la lettre T ; ce point, rappelons le, est symétrique du point source S par rapport au sommet M_1 du premier miroir. T est le point où convergent les rayons issus de S et cheminant dans le plan du cercle de focalisation. Nous l'appellerons parfois "image" de S. Le segment $M_1\,T$ représente le rayon moyen du pinceau réfléchi par le premier miroir.

Déplaçons la source, le long du cercle, jusqu'en un point S_1 ; le rayon SM_1 tourne autour de M_1 jusqu'à la position extrême S_1M_1. L'"image" de S parcourt l'arc $\overset{\frown}{TT_1}$ du cercle de focalisation. Cet arc est pratiquement limité par les dimensions du deuxième miroir. C'est ce que nous avons représenté sur la figure, où les points S et S_1 sont les positions limites de la source ; les pinceaux issus de sources situées en dehors de l'arc $\overset{\frown}{SS_1}$ de la figure ne peuvent pas être réfléchis par le deuxième miroir.

Sur cette figure nous avons représenté, pour des raisons de clarté, des miroirs de dimensions relativement grandes. L'arc $\overset{\frown}{TT_1}$ est tangent à la surface du miroir M_2. Si les dimensions de ce miroir sont petites par rapport à ρ, nous pouvons admettre, en négligeant les infiniments petits du deuxième ordre, que l'arc $\overset{\frown}{TT_1}$ est confondu avec la surface du miroir, c'est-à-dire que l'"image" de la source balaye la surface du miroir lorsque la source parcourt SS_1. Dans ce qui suit nous supposerons cette condition satisfaite.

Remarquons maintenant ceci : de même que tout rayon issu de S, contenu dans le plan de la figure et réfléchi par le premier miroir, passe par le point T symétrique de S par rapport à M_1, tout rayon issu de M_1, contenu dans le plan de la figure et réfléchi par le deuxième miroir, passe par le point M_3 symétrique de M_1 par rapport à M_2. En d'autres termes, le deuxième miroir fait converger vers le sommet M_3 du troisième miroir les rayons moyens de tous les pinceaux qu'il reçoit. Par conséquent, lorsque la source parcourt l'arc $\overset{\frown}{SS_1}$, son image T se déplace à la surface du deuxième miroir, mais le pinceau réfléchi par celui-ci reste centré sur le troisième miroir. C'est pourquoi, sur la figure 19, nous avons représenté les rayons moyens des pinceaux réfléchis sur le deuxième miroir par les segments TM_3 et T_1M_3.

Le troisième miroir donne donc de T, de T_1, et des points intermédiaires, des "images", situées sur le cercle de focalisation, qui sont les intersections des focales tangentielles des pinceaux réfléchis par le plan d'incidence. Ces images se trouvent sur l'arc $\overset{\frown}{T'T_1'}$.

Finalement, en considérant les rayons qui cheminent dans le plan du cercle de focalisation et eux seuls, nous pouvons dire que le système des trois miroirs donne de l'arc $\overset{\frown}{SS_1}$ une "image" $\overset{\frown}{T'T_1'}$. Si le deuxième miroir était, par exemple, un miroir plan, il n'en serait pas ainsi ; nous aurions l'image intermédiaire $\overset{\frown}{TT_1}$ au voisinage de la surface de ce miroir mais nous n'aurions pas l'image finale $\overset{\frown}{T'T'}$ car seul le pinceau issu d'un point S tel que $\overset{\frown}{SM_1} = \overset{\frown}{M_1M_2} = \overset{\frown}{M_2M_3}$ serait centré sur le troisième miroir. Le rôle du miroir concave M_2 est comparable à celui de la lentille de champ dans un système centré.

Le rappel de ces propriétés va nous permettre de choisir convenablement le réflecteur intermédiaire que nous devons utiliser dans le spectrographe à deux réseaux.

Considérons la figure 20 ; les réseaux R_1 et R_2 remplacent les miroirs M_1 et M_3 de la figure 19 ; ils sont symétriques par rapport au miroir M et les trois surfaces ont même rayon de courbure. Nous supposons maintenant que la source est fixe mais qu'elle émet un rayonnement composé, de longueurs d'onde λ_1, λ_2, λ_3,... Le premier réseau diffracte alors une série de pinceaux monochromatiques qui, du point de vue géométrique, est tout à fait comparable à la série des pinceaux de rayons moyens $M_1T \ldots M_1T_1$ (figure 19) que nous obtenions en déplaçant la source sur l'arc SS_1 dans le cas du sys-

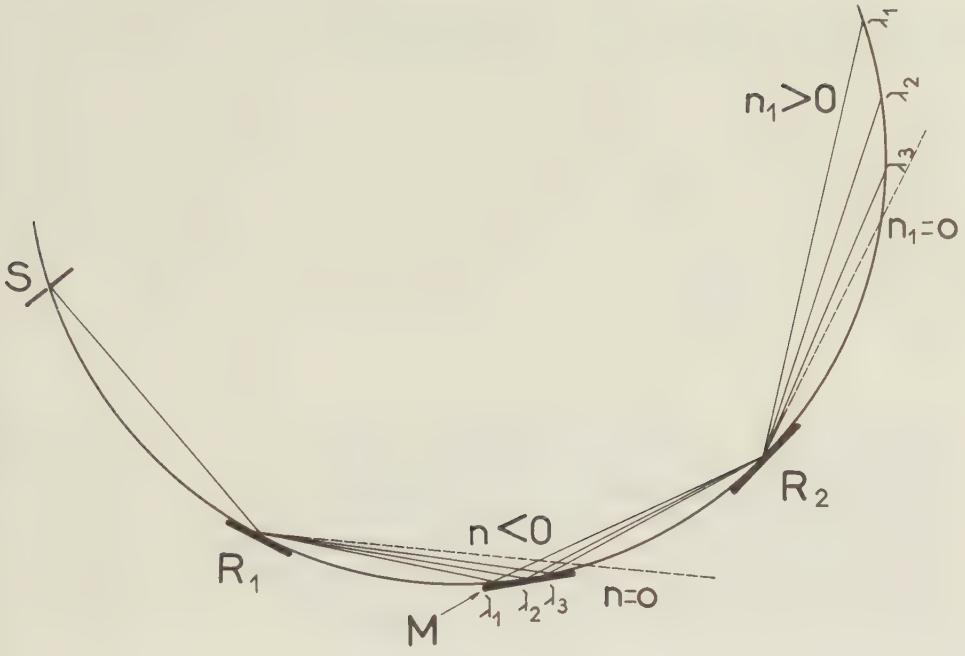


Figure 20

tème des trois miroirs. Nous pouvons leur appliquer le même raisonnement qui montre, ici, que les rayons moyens de ces pinceaux convergent, après réflexion sur le miroir intermédiaire, vers un point symétrique, par rapport au sommet du miroir, du sommet du premier réseau, c'est-à-dire vers le sommet du deuxième réseau. Nous avons représenté sur la figure 20 la convergence des rayons moyens de trois pinceaux monochromatiques de longueurs d'onde λ_1, λ_2, λ_3, vers le sommet du deuxième réseau.

En ce qui concerne les "images" de la source S nous avons également une analogie avec le système des trois miroirs de la figure 19. La série des pinceaux monochromatiques dispersés par le premier réseau donne sur un arc du cercle de focalisation tangent au miroir une série d'images, analogues aux images T... T_1 que nous considérions. Ces images sont ici des raies spectrales dont l'ensemble constitue ce que nous appellerons le spectre primaire de la source. De même que le troisième miroir (figure 19) donnait de T... T_1 des images T'... T'_1, le deuxième réseau (figure 20) donne, des raies du spectre primaire, des "images" qui composent le spectre final. La différence entre les deux cas réside dans le fait qu'avec les réseaux il n'y a naturellement pas égalité des angles d'incidence et d'émergence ; nous calculerons plus loin les relations qui unissent entre eux les différents angles.

Les figures 18 et 20 montrent séparément les deux phénomènes optiques que nous venons de décrire. Tandis que sur la figure 20 on voit seulement le trajet des rayons moyens relatifs à plusieurs pinceaux monochromatiques, la figure 18 montre le comportement de tout un pinceau correspondant à une seule longueur d'onde. Pour une représentation complète il faudrait superposer les deux figures.

Avec le système représenté sur ces figures il est possible, on le voit, de recueillir sur le cercle de focalisation un spectre d'une certaine étendue, dispersé successivement par les deux réseaux.

Nous avons dit plus haut que cette étendue est limitée par les dimensions du miroir et que celles-ci doivent être petites par rapport au rayon du cercle de focalisation : à une certaine distance du sommet du miroir on ne peut plus, en effet, considérer le faisceau réfléchi comme issu d'un point du cercle de Rowland. La distance du point, dont est issu le faisceau qui atteint le deuxième réseau, au cercle de Rowland, varie comme le double de l'écart entre la surface du miroir et ce cercle. Appelons Δx cette distance et y la distance du point d'impact du rayon considéré au sommet du miroir. ρ étant toujours le rayon de courbure des réseaux et du miroir, nous aurons :

$$\Delta x \simeq \frac{y^2}{\rho}$$

Des clichés réalisés entre 120 Å et 300 Å, avec $\rho = 2$ mètres et en utilisant un miroir d'un diamètre de 50 mm., n'ont pas montré d'élargissement appréciable des raies spectrales correspondant au rayonnement réfléchi sur les bords ; il est facile de vérifier que, dans ces conditions, Δx est de l'ordre de grandeur de la précision que nous avions estimée nécessaire pour les réglages (tableau I, 1er chapitre). Il faut néanmoins retenir que la résolution maximale du spectrographe se produit pour le rayonnement réfléchi dans une zone centrée sur le sommet du miroir intermédiaire.

2 - CALCUL DES ANGLES DE DIFFRACTION ; DISPERSION DU SPECTROGRAPHE.

Dans l'expression habituelle de la condition de diffraction du rayonnement par un réseau sous incidence rasante, les cosinus des angles d'attaque et de diffraction sont pris tous deux comme positifs ; il en résulte que ces angles sont de signes contraires et que chacun a pour origine l'une des deux demi droites tangentes au sommet du réseau. Dans le spectrographe à deux réseaux interviennent trois rotations du rayon moyen d'un pinceau déterminé, produites successivement par le premier réseau, par le miroir et par le deuxième réseau. Aussi avons-nous écrit les conditions de diffraction sous une forme qui permet de définir l'angle d'attaque et l'angle de diffraction pour chaque réseau à partir d'une même origine et d'affecter l'ensemble de ces quatre angles du même signe. Cette forme que nous avons déjà utilisée dans le cas d'un seul réseau est la suivante :

$$\cos \varphi + \cos \varphi' = \frac{N\lambda}{a} \qquad (1.4)$$

pour le premier réseau et

$$\cos \varphi_1 + \cos \varphi_1' = \frac{N_1 \lambda}{a_1} \qquad (2.4)$$

pour le deuxième réseau.

Les angles φ, φ', φ_1, φ_1', qui, rappelons-le, se rapportent au rayon passant par le sommet des réseaux, c'est-à-dire au rayon moyen du pinceau considéré, sont alors définis comme le montre la figure 18 ; φ et φ' ont

pour origine la tangente orientée au premier réseau en son sommet ; il en est de même pour φ_1 et φ'_1 relativement au deuxième réseau. Le sens positif est celui qu'indiquent les flèches sur la figure 18.

Nous avons :

$$0 < \varphi < \frac{\pi}{2} \qquad \cos \varphi > 0$$

$$\frac{\pi}{2} < \varphi' < \pi \qquad \cos \varphi' < 0$$

$$0 < \varphi_1 < \frac{\pi}{2} \qquad \cos \varphi_1 > 0$$

$$\frac{\pi}{2} < \varphi'_1 < \pi \qquad \cos \varphi'_1 < 0$$

Nous avons indiqué précédemment (figure 16) que les signes des ordres d'interférence dans des expressions telles que (1.4) et (2.4) sont opposés à ceux qui correspondent aux conventions habituelles. Soit $\varphi'_{N=0}$ l'angle de diffraction de l'"image directe", $\varphi'_{N>0}$ et $\varphi'_{N<0}$ les angles de diffraction correspondant à du rayonnement diffracté en ordres respectivement positif et négatif. Avec les relations (1.4) et (2.4) nous aurons :

$$\pi > \varphi'_{N<0} > \varphi'_{N=0}$$

$$\varphi'_{N=0} > \varphi'_{N>0} > \frac{\pi}{2}$$

Pour établir une relation permettant de calculer φ'_1, en fonction de φ, pour une longueur d'onde donnée, il faut tenir compte de la réflexion sur le miroir. Sur la figure 21 nous avons indiqué les trajets de deux rayons issus du sommet R_1 du premier réseau et réfléchis, l'un au sommet du miroir, l'autre en un point distinct du sommet, en direction du sommet R_2 du deuxième réseau. Le cas de la figure est celui où le miroir reçoit un spectre diffracté en ordres négatifs ; la longueur d'onde augmente lorsque l'angle de diffraction φ' augmente. Cependant les calculs qui suivent sont valables pour les deux cas possibles, $N > 0$ ou $N < 0$.

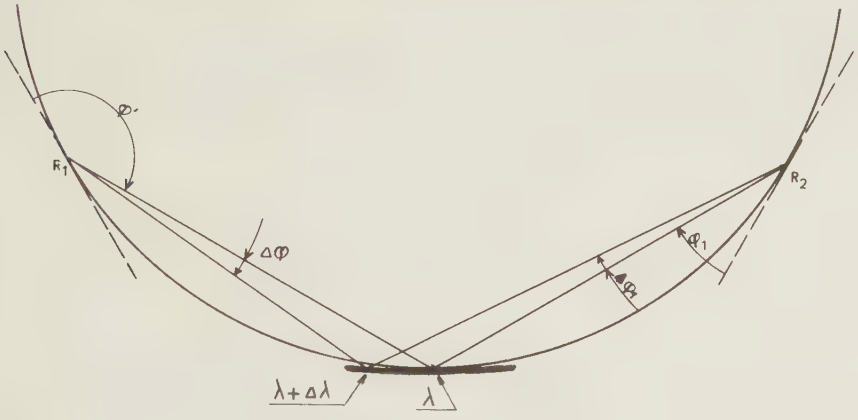


Figure 21

Considérons d'abord le rayon réfléchi par le miroir en son sommet. Le sommet du miroir étant le milieu de l'arc $\overset{\frown}{R_1 R_2}$, l'égalité des angles d'incidence et de réflexion peut être traduite, pour ce rayon, par la relation :

$$\varphi_1 = \pi - \varphi' \tag{3.4}$$

En tenant compte de (1.4) et (2.4) nous obtenons alors :

$$\cos \varphi'_1 = - \cos \varphi + \left(\frac{N}{a} + \frac{N_1}{a_1}\right) \lambda \tag{4.4}$$

Pour un rayon réfléchi par le miroir en un autre point que le sommet, la relation (3.4) n'est pas valable ; par conséquent la relation (4.4) ne l'est pas non plus et on ne peut obtenir la dispersion du spectrographe à deux réseaux par dérivation de cette relation.

Considérons en effet, sur la figure 21 le rayon moyen du pinceau correspondant à la longueur d'onde $\lambda + \Delta\lambda$, réfléchi par le miroir en un point distinct du sommet de celui-ci. Par rapport au rayon que nous avons considéré en premier lieu, ce rayon a tourné d'un angle $\Delta\varphi'$ qui, d'après 1.4, est donné, à l'approximation du premier ordre, par :

$$\Delta\varphi' \, . \, \sin \varphi' = - \frac{N\Delta\varphi}{a} \tag{5.4}$$

A cette rotation correspond celle du rayon réfléchi que nous désignerons par $\Delta\varphi_1$. Pour des raisons géométriques évidentes sur la figure, nous avons, en négligeant toujours les infiniment petits d'ordre supérieur :

$$\Delta\varphi_1 = \Delta\varphi' \tag{6.4}$$

Pour la suite des calculs posons :

$$\Phi' = \varphi' + \Delta\varphi' \tag{7.4}$$

$$\Phi_1 = \varphi_1 + \Delta\varphi_1 \tag{8.4}$$

$$\Phi'_1 = \varphi'_1 + \Delta\varphi'_1 \tag{9.4}$$

De même que les angles φ', φ_1, φ'_1 se rapportent au rayon de longueur d'onde λ, Φ', Φ_1, Φ'_1 se rapportent au rayon de longueurs d'onde $\lambda + \Delta\lambda$.

En reportant (3.4) et (6.4) dans (8.4) nous obtenons :

$$\Phi_1 = \pi - (\varphi' - \Delta\varphi') \tag{10.4}$$

d'où : $$\cos \Phi_1 = - \cos \varphi' - \Delta\varphi' \, . \, \sin \varphi'$$

En utilisant (5.4), nous obtenons l'angle d'attaque Φ_1 sur le deuxième réseau par la relation :

$$\cos \Phi_1 = - \cos \varphi' + \frac{N\Delta\lambda}{a}$$

c'est-à-dire, en remplaçant cos φ' par sa valeur tirée de (1.4) :

$$\cos \Phi_1 = \cos \varphi - \frac{N\lambda}{a} + \frac{N\Delta\lambda}{a} \qquad (11.4)$$

D'autre part, la condition de diffraction, par le deuxième réseau, du rayonnement de longueur d'onde $\lambda + \Delta\lambda$ s'écrit :

$$\cos \Phi_1 + \cos \Phi'_1 = \frac{N_1(\lambda + \Delta\lambda)}{a_1}$$

En reportant (11.4) dans cette expression, nous obtenons finalement :

$$\cos \Phi'_1 = - \cos \varphi + \left(\frac{N_1}{a_1} + \frac{N}{a}\right) \lambda + \left(\frac{N_1}{a_1} - \frac{N}{a}\right) \Delta\lambda \qquad (12.4)$$

La relation ci-dessus donne l'angle de diffraction, dans le spectre final, du rayonnement de longueur d'onde $\lambda + \Delta\lambda$.

La dispersion du spectrographe à deux réseaux se déduit facilement de la relation (12.4). Nous avons en effet :

$$\cos \Phi'_1 = \cos (\varphi'_1 + \Delta\varphi'_1) = \cos \varphi'_1 - \Delta\varphi'_1 \sin \varphi'_1$$

En égalant les seconds membres de cette relation et de (12.4) et en tenant compte de (4.4) nous obtenons :

$$- \Delta\varphi'_1 \sin \varphi'_1 = \left(\frac{N_1}{a_1} - \frac{N}{a}\right) \Delta\lambda$$

La dispersion angulaire du spectrographe s'écrit donc :

$$\frac{\Delta\varphi'_1}{\Delta\lambda} = \left(\frac{N}{a} - \frac{N_1}{a_1}\right) \frac{1}{\sin \varphi'_1} \qquad (13.4)$$

expression dans laquelle l'angle φ'_1 est déterminé par la relation (4.4).

La discussion du paragraphe suivant fera apparaître, par comparaison avec le cas du spectrographe simple, le rôle de cette expression dans la détermination des performances du spectrographe à deux réseaux. Nous ne ferons ici qu'une remarque résultant de la forme de l'expression (13.4).

Supposons d'abord que les deux réseaux, ayant le même pas, sont utilisés tous deux en premier ordre positif, ou tous deux en premier ordre négatif, c'est-à-dire que :

$$a = a_1$$

$$N = N_1 = 1 \text{ ou bien } N = N_1 = - 1$$

Dans les deux cas nous avons d'après (13.4)

$$D = 0$$

La dispersion de tels systèmes est nulle.

Supposons ensuite que le premier réseau soit utilisé en premier ordre négatif mais que le deuxième le soit en premier ordre positif, c'est-à-dire que :

$$N = -1 \qquad N_1 = +1$$

Nous avons alors :

$$D = \frac{-2}{a \sin \varphi'_1}$$

La dispersion, dans ce cas, est donc deux fois plus grande que celle qu'on obtiendrait avec un seul des deux réseaux, en premier ordre, l'angle de diffraction ayant la valeur φ'_1.

D'une façon générale, pour obtenir de grandes dispersions, nous devrons d'après (13.4) employer des ordres d'interférence de signes opposés pour le spectre primaire et pour le spectre final.

Nous pourrons choisir entre deux solutions : utiliser les ordres négatifs dans le spectre primaire ou bien dans le spectre final. Dans le cas où les réseaux ont même pas ces deux possibilités paraissent équivalentes pour le travail en premier ordre ; autrement il faut tenir compte de la différence des angles critiques pour les deux réseaux. Les résultats exposés au 3ème chapitre (§ 3) prouvent que les données nécessaires au choix d'une solution doivent être obtenues expérimentalement. Dans les expériences qui seront décrites plus loin le spectre primaire est toujours en ordre négatif car il nous était ainsi plus facile d'évaluer l'intensité réfléchie dans des conditions, jusque là, peu fréquentes. Nous ne considérons pas ce choix comme définitif.

3 - PREMIERE COMPARAISON DES QUALITES DU SPECTROGRAPHE A DEUX RESEAUX AVEC CELLES DU SPECTROGRAPHE SIMPLE.

Un calcul élémentaire du pouvoir de résolution, faisant intervenir la dispersion et la largeur de la fente d'entrée du spectrographe, nous permettra de comparer dès à présent, de façon approximative, l'appareil que nous étudions avec le spectrographe à un seul réseau. Dans ce calcul nous supposerons la fente d'entrée assez large et l'ouverture des pinceaux de rayons assez petite pour que l'effet des aberrations géométriques soit négligeable. L'étude détaillée de la limite théorique de résolution du spectrographe à deux réseaux, compte tenu des aberrations, fera l'objet du prochain chapitre.

Soit s la largeur de la fente d'entrée supposée perpendiculaire au rayon moyen du pinceau et au plan du cercle de Rowland et φ l'angle d'attaque sur le premier réseau. Soit, dans le plan du cercle de Rowland, un point de la source se déplaçant d'un bord à l'autre de la fente : l'angle d'attaque sur le réseau, pour le pinceau issu de ce point, varie d'une quantité $d\varphi$ telle que :

$$s = \rho . \sin \varphi . d\varphi \qquad (14.4)$$

En dérivant (1.4) et (2.4) à longueur d'onde constante et en tenant compte de (6.4) écrit ici sous forme différentielle, nous obtenons la variation de l'angle de diffraction dans le spectre final correspondant à la variation $d\varphi$ de l'angle d'attaque, c'est-à-dire :

$$d\varphi'_1 = -\frac{s}{\rho} \frac{1}{\sin \varphi'_1} \qquad (15.4)$$

Deux raies spectrales seront distinctes si l'intervalle de longueur d'onde qui les sépare est supérieur à celui qui, pour la dispersion (13.4), entraine la variation de l'angle de diffraction $d\varphi'$ que nous venons de calculer. La limite de résolution sera donc, d'après (13.4) et (15.4), donnée par :

$$d\lambda \left(\frac{N_1}{a_1} - \frac{N}{a}\right) = \frac{s}{\rho}$$

d'où l'on déduit le pouvoir de résolution :

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{\rho}{s}\left(\frac{N_1}{a_1} - \frac{N}{a}\right)\lambda \qquad (16.4)$$

Pour un seul réseau, de pas a, utilisé en ordre N' nous aurions :

$$R' = \frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{\rho}{s}\frac{N'}{a}\lambda \qquad (17.4)$$

Dans les expressions (16.4) et (17.4) les angles de diffraction n'apparaissent pas explicitement. Ces expressions permettent donc une comparaison des deux montages plus facile, pour une longueur d'onde donnée, que celles de la dispersion.

Pour simplifier la discussion nous admettrons que les pas a et a_1 sont égaux. Les réseaux employés dans les deux types de spectrographes sont donc identiques en tous points.

Supposons d'abord que les ordres N', N et N_1 soient égaux au signe près. Nous avons alors R = 2R'. Le pouvoir de résolution est multiplié par deux lorsqu'on passe du spectrographe simple au spectrographe à deux réseaux. Ceci s'applique par exemple au travail en premier ordre, avec des réseaux ordinaires ou des réseaux échelettes qui concentrent l'intensité dans cet ordre.

Si l'on suppose N' = 2, N = − 1, N_1 = 1 on obtient R = R'. Le pouvoir de résolution du spectrographe à deux réseaux en premier ordre pour chaque réseau est donc le même que celui du spectrographe simple en deuxième ordre. Quel est alors l'avantage du premier de ces appareils ? Le spectre de deuxième ordre donné par le spectrographe simple est, en général, superposé à un autre spectre correspondant à la diffraction en premier ordre ; avec notre appareil, le même pouvoir de résolution est obtenu sans cet inconvénient puisque le spectre enregistré est celui du rayonnement diffracté en premier ordre.

Prenons maintenant N = − 1, N_1 = 2 ; nous examinons donc le cas où le deuxième réseau du spectrographe travaille en deuxième ordre. Selon que nous comparons le pouvoir de résolution à celui du spectrographe simple utilisé en premier, deuxième ou troisième ordre, le rapport de R à R' est 3, 1,5 ou 1. Remarquons d'abord que l'intensité diffractée en troisième ordre varie beaucoup avec les conditions de travail et dépend des réseaux ; souvent, elle est très faible. Par contre la combinaison N = − 1, N_1 = 2 fait appel à des ordres pour lesquels l'intensité est plus régulière, avec des réseaux du type Siegbahn par exemple. D'autre part, c'est là le plus important, *le spectrographe à deux réseaux,* nous le verrons plus loin, *fonctionne comme séparateur d'ordres* : le spectre qu'il donne finalement en deuxième ordre n'est recouvert ni par le premier ordre, ni par les ordres plus élevés. Cet

avantage, important dans tous les cas, est décisif, pensons nous, dans l'analyse de spectres continus. Nous n'envisagerons pas, pour l'instant, l'hypothèse d'un ordre supérieur à l'unité dans le spectre primaire, parce que la réflexion en ordres supérieurs, dans le cas d'ordres négatifs, est encore mal connue.

De ces comparaisons, limitées aux cas les plus simples, on peut conclure que *le spectrographe à deux réseaux permet d'augmenter le pouvoir de résolution d'une quantité correspondant à l'addition d'au moins une unité aux ordres d'interférence effectivement utilisables avec un type déterminé de réseaux. De plus, cela sera démontré au 6ème chapitre, dans le spectre donné par cet appareil les ordres peuvent être entièrement séparés.*

Nous terminerons cet exposé par la remarque suivante : le principe optique du système de miroirs représenté sur la figure 19 peut, sans difficulté, s'étendre à un nombre d'éléments supérieur à trois. On peut de même, en conservant le principe du spectrographe à deux réseaux concevoir des spectrographes à trois ou quatre réseaux comportant des réflecteurs intermédiaires en nombre suffisant ; leur réalisation est parfaitement possible avec l'appareillage décrit dans la première partie de ce travail. La méthode proposée permet donc une sorte d'extension, à l'ultraviolet extrême, de la technique des trains de prismes de la spectroscopie visible. Toutefois, en l'absence d'une étude théorique et expérimentale détaillée de ces possibilités, nous ne pouvons rien affirmer quant à leur intérêt pratique.

CHAPITRE 5

CALCUL DE LA LARGEUR UTILE D'UN SYSTÈME DE DEUX RÉSEAUX CONCAVES SOUS INCIDENCE RASANTE

En comparant le pouvoir de résolution du spectrographe à deux réseaux avec celui du spectrographe simple, nous avons, au chapitre précédent, négligé l'effet des aberrations géométriques qui résultent de la concavité des réseaux lorsque ceux-ci sont utilisés avec une grande ouverture. Nous allons à présent tenter de comparer les limites théoriques de résolution des deux appareils. Nous supposerons donc ici la fente d'entrée infiniment fine et nous évaluerons la largeur des images instrumentales en tenant compte des aberrations.

L'étude des aberrations des réseaux concaves a fait l'objet de nombreux travaux [12, 13, 14, 30, 31, 32]. Mack, Stehn et Edlen [12] ont, en particulier, calculé la répartition de l'éclairement dans la figure de diffraction d'un réseau dans le cas de l'incidence rasante. Ils en ont déduit la courbe représentant la variation du pouvoir de résolution en fonction de l'ouverture du faisceau incident ou, ce qui revient au même, de la largeur de la surface éclairée du réseau. La position du maximum principal de cette courbe (figure 24) fournit deux renseignements : le pouvoir de résolution maximal et la largeur correspondante du réseau ou largeur utile. Cette largeur, dont nous avions mentionné l'importance au début de notre travail, dépend du rayon de courbure du réseau, de la longueur d'onde du rayonnement diffracté et de l'angle d'attaque. Sa connaissance est indispensable lors du réglage du spectrographe.

Nous procèderons d'une façon analogue, c'est-à-dire en étudiant la variation du pouvoir de résolution en fonction de l'ouverture, pour déterminer la largeur utile et le pouvoir de résolution maximal, dans le cas du spectrographe à deux réseaux. L'intéret de cette étude ne concerne pas seulement la comparaison des deux types d'appareils ; les résultats nous permettront en effet d'établir les conditions optimales de fonctionnement du spectrographe à deux réseaux.

Notre calcul constituant une extension de la méthode de Mack, Stehn et Edlen, nous commencerons par résumer celle-ci.

1 - CALCUL DE LA LARGEUR UTILE D'UN RESEAU.

Soient, comme précédemment, ρ le rayon de courbure du réseau, φ et φ' les angles d'attaque et de diffraction, a le pas du réseau, N l'ordre d'interférence ; désignons par y la distance du point d'impact P (figure 22) d'un rayon au sommet O du réseau et par Y la valeur maximale de y, c'est-à-dire la demi-largeur de la surface éclairée du réseau. On suppose le rayonnement

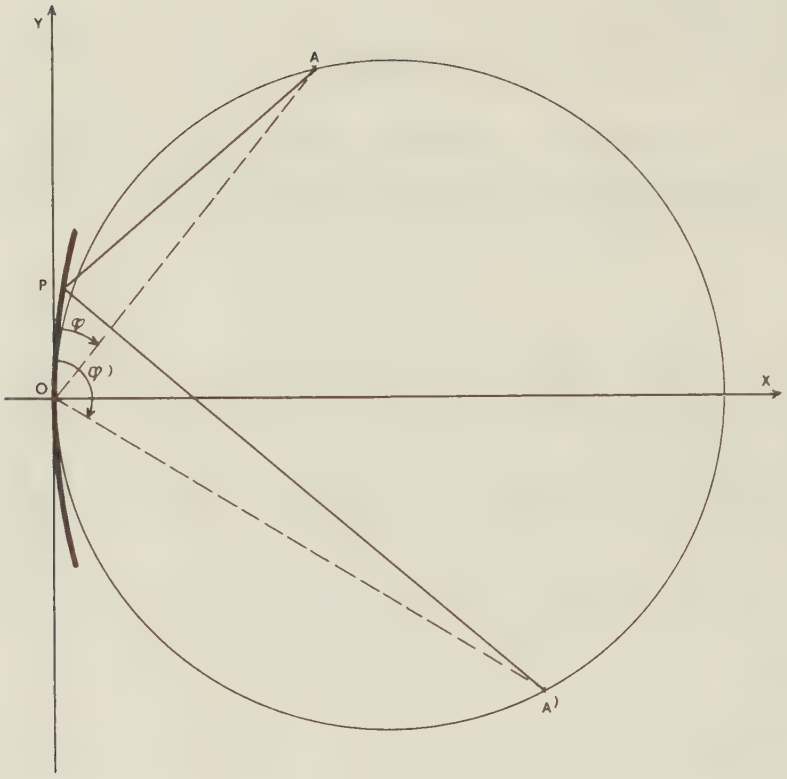


Figure 22

issu d'une source ponctuelle A située sur le cercle de Rowland. Mack, Stehn et Edlen prennent en considération les rayons qui cheminent dans le plan du cercle de Rowland et négligent ceux qui s'en écartent. Namioka [14] a montré que cette approximation, qui simplifie le calcul, ne restreint pas beaucoup la généralité des résultats.

Mack, Sthen et Eden ont montré que le calcul du chemin optique APA' (figure 22) permet de l'écrire de la façon suivante :

$$\overline{AP} + \overline{PA'} = \rho(\sin\varphi + \sin\varphi') - y(\cos\varphi - \cos\varphi') + \frac{y^4}{8\rho^3}$$

$$(\operatorname{cotg}\varphi \cos\varphi + \operatorname{cotg}\varphi' \cos\varphi') + \ldots.$$

L'amplitude lumineuse en A' est la somme des amplitudes diffractées par chaque trait du réseau. Soit $a\,u_n$ la contribution d'un trait à l'amplitude en A' ; on a, avec les notations de ces auteurs :

$$a\,u_n = a\,u_n\, e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(\overline{AP}+\overline{PA'})}$$

et l'éclairement total au point considéré est :

$$I = \left(\sum_n a\, u_\eta \right)^2 \qquad (1.5)$$

Pour généraliser le calcul Mack, Stehn et Edlen effectuent un changement de variable qui, avec les notations que nous employons ici, consiste à poser :

$$\beta = \left[\frac{4\lambda \rho^3}{\pi (\operatorname{cotg} \varphi \cos \varphi + \operatorname{cotg} \varphi' \cos \varphi')} \right]^{1/4} \qquad (2.5)$$

où λ est la longueur d'onde du rayonnement diffracté,

$$\alpha = \frac{2\pi\beta . \sin\varphi' . d\varphi'}{\lambda} \qquad (3.5)$$

$$H = \frac{Y}{\beta} \qquad (4.5)$$

$$\eta = \frac{y}{\beta} \qquad (5.5)$$

En admettant que la contribution a u_n d'un trait est constante sur toute la surface du réseau et que le nombre total de traits est assez grand, on peut remplacer la somme (1.5) par l'expression intégrale :

$$I = C^{te} \times \left[\int_{-H}^{+H} e^{i(\alpha\eta + \eta^4)}\, d\eta \right]^2 \qquad (6.5)$$

Le terme η^4 introduit dans le calcul de I la variation de phase due à la concavité du réseau ; la variable α, sans dimension, définit le point considéré dans l'image, le maximum central étant pris comme origine ; sa valeur est proportionnelle à l'absisse du point ; le paramètre H, également sans dimension, est proportionnel à l'ouverture du faisceau incident et η est proportionnel à la distance du point d'impact d'un rayon au sommet du réseau.

La figure 23 représente des courbes $I = f(\alpha)$ que nous avons calculées numériquement à partir de l'expression (6.5) pour différentes valeurs de H. La courbe complète étant dans chaque cas symétrique par rapport à l'axe des ordonnées, nous n'en avons représenté que la moitié.

Mack, Stehn et Edlen ont appliqué à des courbes de ce type le critère de résolution suivant : deux raies d'égale intensité sont considérées comme résolues si leur écart est tel que l'intensité minimale dans l'intervalle qui les sépare est égal à $8/\pi^2 = 0,8106$ fois l'intensité du maximum central de chaque ligne. Soit α_m cet écart et n le nombre total de traits du réseau, N l'ordre d'interférence. Le pouvoir de résolution peut se mettre sous la forme :

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = n . N . \frac{\pi}{\alpha_m} \cdot \frac{1}{H} \qquad (7.5)$$

Considérant que n. N est le pouvoir de résolution d'un réseau plan, les auteurs de cette étude appellent $\frac{\pi}{\alpha_m}$ valeur effective H_{eff} de H pour un réseau concave : plus H_{eff} s'écarte de H et plus le pouvoir de résolution du réseau concave s'écarte de celui du réseau plan comportant le même nombre total de

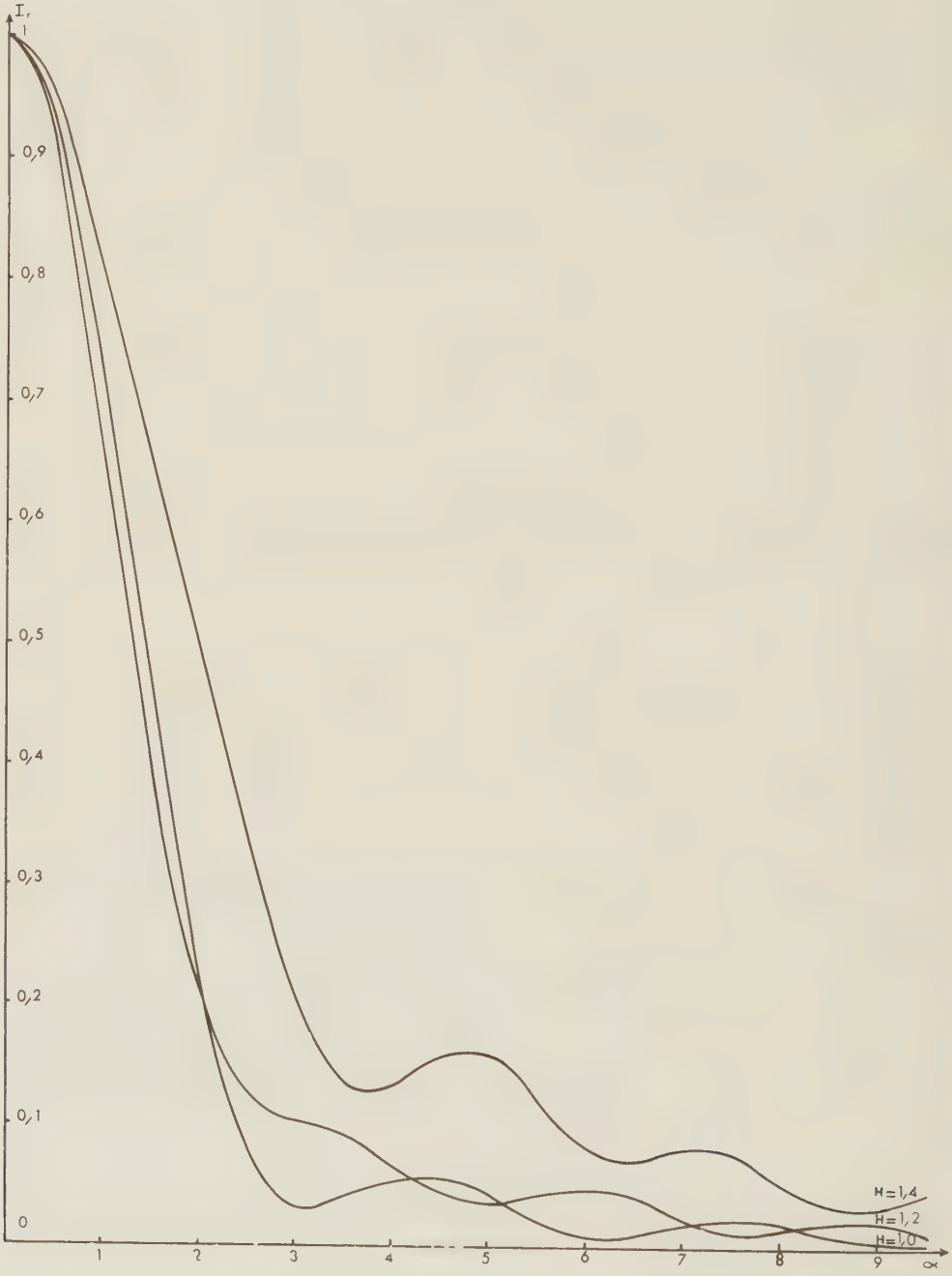


Figure 23 .

traits. C'est pourquoi ils tracent la courbe $H_{eff} = \frac{\pi}{\alpha_m}$ en fonction de H. Cette courbe est reproduite sur la figure 24.

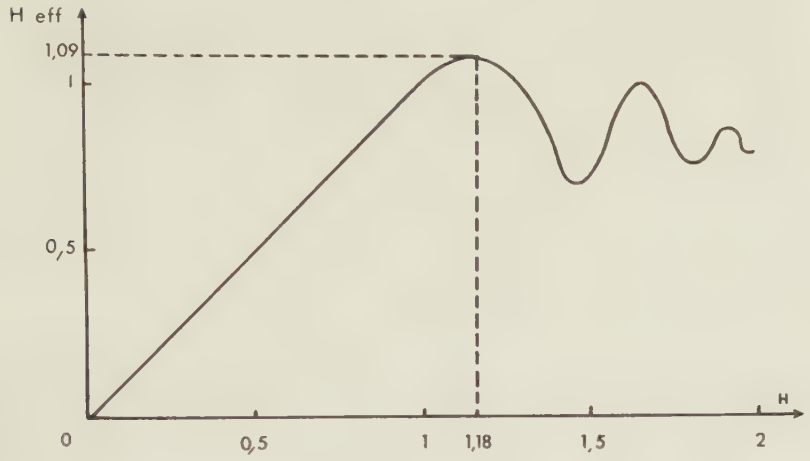


Figure 24

On peut constater sur cette figure que H_{eff} reste égal à H tant que ce paramètre est assez petit ; en effet les aberrations sont alors négligeables et le pouvoir de résolution du réseau concave est le même que celui du réseau plan de même dimension. Lorsque H est compris entre I, approximativement, et 1,18, on constate que H_{eff} continue à augmenter avec H mais moins vite que lui. Ensuite H_{eff} décroît. En remplaçant le nombre de traits n par $\frac{2Y}{a}$ et en tenant compte de (4.5), l'expression (7.5) devient :

$$R = 2 . \frac{N}{a} . \beta . H_{eff}$$

Par conséquent le pouvoir de résolution maximal correspond au maximum de H_{eff} et il est obtenu pour la valeur $H_u = 1,18$ de H, valeur dont on tire la largeur utile du réseau $2Y_u = 2,36\ \beta$. Le rapport entre H_{eff} et H au maximum de la courbe de la figure 23 indique que la valeur maximale du pouvoir de résolution est :

$$R = 0,92 \times 2Y_u \times \frac{N}{a} \qquad (8.5)$$

2 - EXTENSION DU CALCUL AU CAS DE DEUX RESEAUX.

La méthode de Mack, Stehn et Edlen, nous venons de le voir, donne le moyen de calculer l'éclairement en tout point de l'image fournie par un réseau dans l'hypothèse où la source est réduite à un point. Nous allons rappeler d'abord comment on peut généraliser ce calcul au cas d'une source étendue.

Considérons un système optique O (figure 25) et une source à une seule dimension. Si cette source est incohérente, l'éclairement en un point donné de son image est la somme des éclairements produits en ce point par chaque

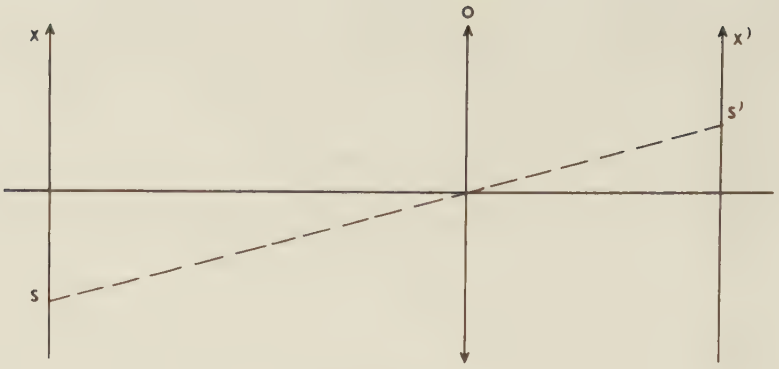


Figure 25

élément de la source. Soit dx l'élément de la source entourant le point S situé à la distance x de l'axe et S' l'image de S ; appelons g le grandissement du système O ; S' est alors à la distance $x'_{S'} = g \cdot x$ de l'axe. Supposons la source réduite au point S : nous avons autour de S' une répartition d'éclairement que nous désignons par $I_1(x' - g \cdot x)$. Cette fonction définit l'éclairement au point de l'image situé à la distance x' de l'axe. Supposons à nouveau la source étendue et soit I(x) l'éclairement dans l'élément dx. L'éclairement au point précédemment défini dans l'image devient $I(x) \cdot I(x' - g \cdot x) \cdot dx$ En ajoutant les contributions de tous les éléments de la source nous avons finalement :

$$E(x') = \int I(x) \cdot I_1(x' - g \cdot x) \cdot dx \qquad (9.5)$$

Si la source est cohérente nous devons tenir compte de la relation de phase existant entre les amplitudes émises par ses différents points. Soit $W_1(x' - g \cdot x)$ la fonction définissant la répartition d'amplitude autour du point S' lorsque la source est supposée réduite au point S ; soit W(x) l'amplitude en ce point. L'amplitude totale au point de l'image situé à la distance x' de l'axe s'écrira :

$$U(x') = \int W(x) \cdot W_1(x' - g \cdot x) \cdot dx \qquad (10.5)$$

et l'éclairement en ce point sera donné par :

$$E(x') = [U(x')]^2 \qquad (11.5)$$

Examinons le système à deux réseaux de la figure 18. Le premier réseau donne de la source ponctuelle S une "image" dont nous connaissons la distribution d'éclairement par l'expression (6.5). Le raisonnement que nous avons fait pour établir la relation (9.5) nous permettrait de calculer cette distribution dans le cas d'une source étendue. Considérons le deuxième réseau : la source qui l'éclaire est l'image de la source ponctuelle F, par réflexion sur le premier réseau et sur le miroir. Cette image se forme à la surface même du miroir et ses dimensions sont petites ; les variations de phase résultant de l'ouverture du miroir concave sont donc négligeables par rapport à celles qu'introduisent les réseaux. Nous pouvons assimiler le miroir intermédiaire à un petit miroir plan et admettre que la distribution d'éclairement

après réflexion sur le miroir est définie par (6.5), à un facteur constant près qui dépend du coefficient de réflexion. Le deuxième réseau reçoit donc le rayonnement d'une source étendue et cohérente connue. Le raisonnement suivi pour établir les relations (10.5) et (11.5) peut, par conséquent, s'appliquer au calcul de la répartition d'éclairement dans l'image finale du spectrographe à deux réseaux. Ce calcul nous permettra d'évaluer les variations du pouvoir de résolution en procédant comme l'ont fait Mack, Stehn et Edlen dans le cas du spectrographe simple.

Nous appellerons image intermédiaire, l'"image" donnée par le premier réseau. Soit $W(\alpha)$ la fonction définissant la répartition d'amplitude dans cette image en limitant, comme précédemment, le calcul aux rayons contenus dans le plan du cercle de Rowland. En écartant les facteurs constants nous avons, d'après (6.5) :

$$W(\alpha) = \int_{-H}^{+H} e^{i(\alpha\eta+\eta^4)}\, d\eta \tag{12.5}$$

Le deuxième réseau est utilisé dans des conditions géométriques identiques à celles du premier ; φ_1 et φ_1' étant les angles d'attaque et de diffraction relatifs à ce réseau, y_1 la distance du point d'impact d'un rayon déterminé au sommet du réseau, Y_1 la valeur maximale de y_1, posons :

$$\beta_1 = \left[\frac{4\lambda\rho^3}{\pi(\operatorname{cotg}\varphi_1 \cos\varphi_1 + \operatorname{cotg}\varphi_1' \cos\varphi_1')}\right]^{1/4} \tag{13.5}$$

$$\alpha_1 = \frac{2\pi\beta_1 \sin\varphi_1' \, d\varphi_1'}{\lambda} \tag{14.5}$$

$$H_1 = \frac{Y_1}{\beta_1} \tag{15.5}$$

$$\eta_1 = \frac{y_1}{\beta_1} \tag{16.5}$$

et nous pourrons écrire la fonction qui définit la répartition d'amplitude dans l'image d'une souce ponctuelle sous une forme calquée sur (12.5), soit :

$$W_1(\alpha_1) = \int_{-H_1}^{+H_1} e^{i(\alpha_1\eta_1+\eta_1^4)}\, d\eta_1 \tag{17.5}$$

Pour passer à l'image de la source étendue définie par (12.5) nous tiendrons compte des relations qui résultent de la configuration géométrique du système des deux réseaux. De l'égalité des angles d'incidence et de réflexion à la surface du miroir intermédiaire nous pouvons déduire que :

$$Y = Y_1 \tag{18.5}$$

et par conséquent, d'après (4.5) et (15.5) :

$$\frac{H}{H_1} = \frac{\beta_1}{\beta} \tag{19.5}$$

Cherchons maintenant la correspondance entre les variables α et α_1, c'est-à-dire entre les points de l'image intermédiaire et ceux de l'image finale. En faisant le rapport de (14.5) et de (3.5) nous obtenons :

$$\frac{\alpha_1}{\alpha} = \frac{\beta_1}{\beta} \frac{\sin \varphi_1' \, d\varphi_1'}{\sin \varphi' \, d\varphi'}$$

Dérivons la relation (2.4) à longueur d'onde constante ; il en résulte :

$$\sin \varphi_1 . \, d\varphi_1 + \sin \varphi_1' . \, d\varphi_1' = 0$$

comme d'autre part :

$$\cos \varphi_1 = - \cos \varphi'$$

nous avons :

$$\sin \varphi_1 . \, d\varphi_1 + \sin \varphi' \, d\varphi' = 0$$

donc :

$$\sin \varphi' . \, d\varphi' = \sin \varphi_1' . \, d\varphi_1'$$

et finalement :

$$\frac{\alpha_1}{\alpha} = \frac{\beta_1}{\beta} \tag{20.5}$$

L'image, au sens de l'optique géométrique, du point d'absisse α se forme donc dans l'espace image final en un point dont l'absisse α_1 peut être calculée par la relation (20.5). Le rapport α_1/α ainsi défini, joue donc, dans notre calcul, le même rôle que le grandissement g figurant dans (10.5). Nous lui conserverons ce nom bien que le rapport α_1/α soit ici celui de deux variables sans dimension.

D'après (20.5), (2.5) et (13.5) le grandissement peut être calculé par l'expression :

$$g = \left[\frac{\operatorname{cotg} \varphi \cos \varphi + \operatorname{cotg} \varphi' \cos \varphi'}{\operatorname{cotg} \varphi_1 \cos \varphi_1 + \operatorname{cotg} \varphi_1' \cos \varphi_1'} \right]^{1/4} \tag{21.5}$$

que nous avions établie au cours d'un travail antérieur [33].

Pour résumer les relations qui résultent de la configuration géométrique du système à deux réseaux nous pouvons écrire :

$$g = \frac{\alpha_1}{\alpha} = \frac{\beta_1}{\beta} = \frac{H}{H_1} \tag{22.5}$$

Nous pouvons maintenant donner une forme précise à la contribution, à l'amplitude en un point de l'image finale, d'un élément de l'image intermédiaire. Soit $W_1(\alpha_1 - g . \alpha)$ la fonction définissant la répartition d'amplitude autour du point d'absisse α_1 lorsque l'image intermédiaire est supposée réduite au point d'absisse α. D'après (17.5) :

$$W_1(\alpha_1 - g . \alpha) = \int_{-H_1}^{+H_1} e^{i\left[(\alpha_1 - g\alpha)\eta_1 + \eta_1^4\right]} \, d\eta \tag{23.5}$$

L'amplitude $W(\alpha)$ au point considéré de l'image intermédiaire est définie par (12.5) ; la contribution de l'élément $d\alpha$ entourant le point d'absisse α s'écrit :

$$(\alpha_1) = W(\alpha) . W_1(\alpha_1 - g\alpha) . d\alpha$$

En ajoutant les contributions de tous les éléments, nous obtenons l'expression générale qui permet de calculer l'amplitude au point d'absisse α_1 :

$$U(\alpha_1) = \int W(\alpha) . W_1(\alpha_1 - g\alpha)\, d\alpha \qquad (24.5)$$

ou, sous forme explicite :

$$U(\alpha_1) = \int \left[\int_{-H}^{+H} e^{i(\alpha\eta+\eta^4)}\, d\eta \times \int_{-\frac{H}{g}}^{+\frac{H}{g}} e^{i[(\alpha_1-g\alpha)\eta_1+\eta_1^4]}\, d\eta_1 \right] d\alpha \qquad (25.5)$$

l'éclairement au point considéré étant :

$$I(\alpha_1) = [U(\alpha_1)]^2 \qquad (26.5)$$

3 - FORME DES IMAGES DONNEES PAR LE SYSTEME A DEUX RESEAUX.

La forme des images peut être obtenue en calculant numériquement l'éclairement en différents points au moyen des relations (25.5) et (26.5). Pour effectuer ce calcul il est nécessaire de limiter le domaine d'intégration de (25.5). Ce domaine doit, en principe être pris infini, car il n'existe pas a priori de valeur de α telle que, pour toute valeur supérieure, on ait $W(\alpha) = 0$. Les courbes de la figure 23 montrent cependant que le module de $W(\alpha)$ est maximal pour $\alpha = 0$, décroît en oscillant et devient très petit lorsque α augmente. Un domaine d'intégration fini, mais suffisamment grand, peut donc fournir une bonne approximation pour le calcul numérique. Celui-ci aura pour objet le calcul de l'expression :

$$U(\alpha_1) = \int_{-A}^{+A} \left[\int_{-H}^{+H} e^{i(\alpha\eta+\eta^4)}\, d\eta \times \int_{-\frac{H}{g}}^{+\frac{H}{g}} e^{i[(\alpha_1-g\alpha)\eta_1+\eta_1^4]}\, d\eta_1 \right] d\alpha \qquad (27.5)$$

Le domaine d'intégration qui intervient dans cette expression est l'équivalent d'un diaphragme de largeur 2A virtuellement disposé dans le plan tangent au cercle de Rowland, à l'endroit ou se forme l'image intermédiaire. Pour déterminer la valeur de A à partir de laquelle la forme de l'image peut être considérée comme constante, nous avons étudié l'effet de la variation de ce paramètre dans (27.5). La méthode de calcul numérique a déjà été exposée [33] et nous nous bornerons à rappeler ici qu'elle nécessite l'emploi d'un calculateur électronique.

La figure 26 permet de constater l'influence de la limite d'intégration A. Les courbes de cette figure donnent, en effet, les répartitions d'éclairement, en valeurs relatives, que l'on obtient pour H = 1, g = 1 et, successivement, A = 1,6, A = 3,2, A = 6,4 et A = 9,6. En se reportant à la figure 23, on peut voir sur la courbe correspondant à H = 1 quelle partie de l'image intermédiaire est prise en considération dans chacun de ces cas.

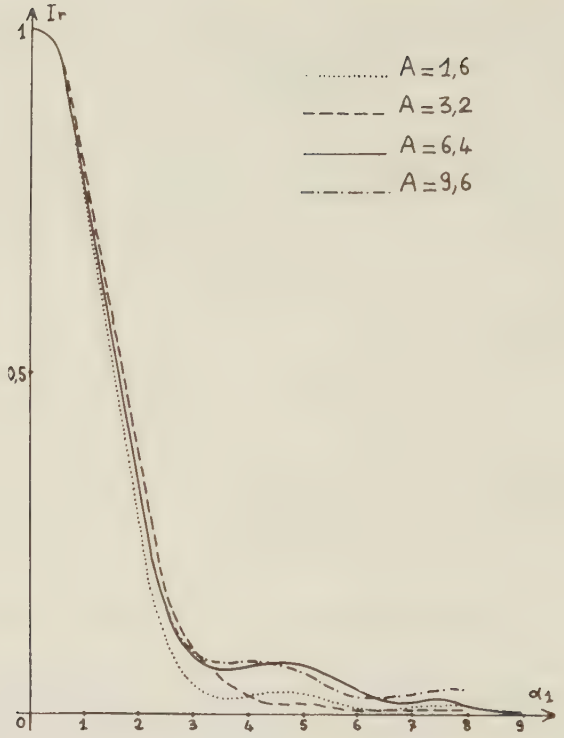


Figure 26

Pour A = 1,6 interviennent seulement les contributions du domaine entourant le sommet de l'image intermédiaire ; l'image présente alors une forme très voisine de celle que donne un seul réseau avec la même ouverture du faisceau incident. Pour A = 3,2 toute la partie centrale de l'image intermédiaire, jusqu'à son premier minimum, contribue à la courbe obtenue ; on observe, par rapport au cas précédent, un net élargissement de l'image dans la partie centrale ainsi qu'au pied de la courbe. En prenant A = 6,4 on ajoute encore les amplitudes provenant de la partie de l'image intermédiaire comprise entre le premier et le deuxième minimum ; on constate que l'image devient alors moins large que précédemment mais que l'éclairement est plus important dans les maximums secondaires. Les contributions supplémentaires à l'éclairement dans l'image finale qui résultent de l'augmentation de A au-dessus de la valeur 6,4 sont faibles (figure 23) ; au-dessus de cette valeur on ne constate plus de variations dans la forme de la partie centrale de l'image, mais seulement des modifications peu importantes dans les maximums secondaires. C'est ce que montre, par exemple, la courbe obtenue pour A = 9,6.

De cette étude préliminaire, nous concluons que la répartition d'éclairement dans l'image est connue avec une approximation suffisante en négligeant la contribution des parties de l'image intermédiaire situées au-delà du deuxième minimum. Cette conclusion est valable seulement si l'ouverture du faisceau incident n'est pas trop supérieure à celle que nous avons adoptée pour le présent calcul ; s'il n'en était pas ainsi le rôle des amplitudes que nous négligeons pourraît augmenter. L'étude de l'ouverture optimale ne

nous écartera pas de ce cas ; on se rappelle en effet que cette ouverture, dans le cas d'un seul réseau, est fixée par la valeur H = 1,18 et il est naturel d'attendre que cet ordre de grandeur soit conservé dans le cas du spectrographe à deux réseaux.

Les expressions (26.5) et (27.5) montrent que, la limite A étant fixée, la courbe d'éclairement dépend de deux paramètres ; l'un est, comme pour un seul réseau, proportionnel à l'ouverture du faisceau incident ; l'autre est le facteur de grandissement. Ce dernier, propre au spectrographe à deux réseaux, introduit dans le calcul les facteurs qui dépendent de la position relative des réseaux et de l'angle de diffraction dans le spectre final. Nous obtiendrons donc, non pas une courbe de variation du pouvoir de résolution en fonction de l'ouverture, comme pour le spectrographe simple, mais une famille de courbes correspondant à différentes valeurs de g, c'est-à-dire à différentes conditions de fonctionnement.

L'influence de ces deux paramètres sur la répartition d'éclairement est montrée par les courbes des figures 27, 28 et 29. Nous avons porté en ordonnées les valeurs calculées de l'éclairement en attribuant arbitrairement la valeur 1 à l'éclairement du maximum central. En absisses figurent les valeurs du produit $\alpha_1 H_1 = \alpha_1 \frac{H}{g}$. Grâce à ce choix de l'absisse, si les réseaux étaient plans, l'augmentation de l'ouverture c'est-à-dire du nombre de traits utilisés, qui rend l'image plus fine sans changer sa forme, laisserait toutes les courbes superposées à la courbe tracée en pointillés. La variation des aberrations est donc seule responsable des changements que l'on observe entre les différentes courbes.

Les trois séries de courbes portées sur ces figures correspondent aux grandissements g = 0,8, g = 1,0 et g = 1,11 qui sont obtenus dans des conditions réelles d'utilisation du spectrographe à deux réseaux. Il est facile de constater que, pour une valeur donnée de H, la forme de l'image dépend du grandissement. On voit, par exemple, que pour H = 0,9, H = 1,0 ou H = 1,1 l'image est d'autant plus affectée par les aberrations que g diminue.

On peut donner de ce fait l'explication qualitative suivante. Supposons que la position du premier réseau, l'ouverture du faisceau incident et la longueur d'onde du rayonnement en cause soient fixées. Alors d'après (2.5), β est déterminé et d'après (22.5), β_1 diminue proportionnellement à g. Reportons nous à l'expression (13.5) : λ et φ_1 sont fixés ; la seule variable est l'angle de diffraction φ_1' qui peut être modifié par le changement de l'ordre d'interférence utilisé avec le deuxième réseau ; φ_1' étant petit, on voit que β_1 diminue avec φ_1'. La diminution de g, à H constant, est donc le résultat d'une réduction de l'angle de diffraction dans le spectre final. Une telle réduction s'accompagne, comme on peut le voir d'après le calcul de Mack, Stehn et Edlen, de l'augmentation des aberrations. Le changement de forme que nous avons observé s'explique donc par l'augmentation des aberrations du deuxième réseau lorsque g diminue.

Afin de mettre en évidence l'effet de la combinaison des aberrations des deux réseaux, nous avons reporté sur une même figure (figure 30) deux courbes d'éclairement : la courbe I est celle que l'on obtient pour le spectrographe à deux réseaux dans le cas d'un grandissement 1, c'est-à-dire lorsque le montage est entièrement symétrique par rapport au miroir intermédiaire ; la courbe II correspond au spectrographe simple avec un réseau de même rayon de courbure que dans le cas précédent ; dans les deux cas H = 1 et Y a

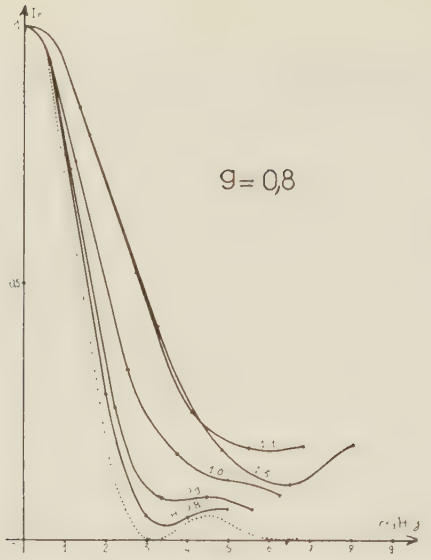


Figure 27

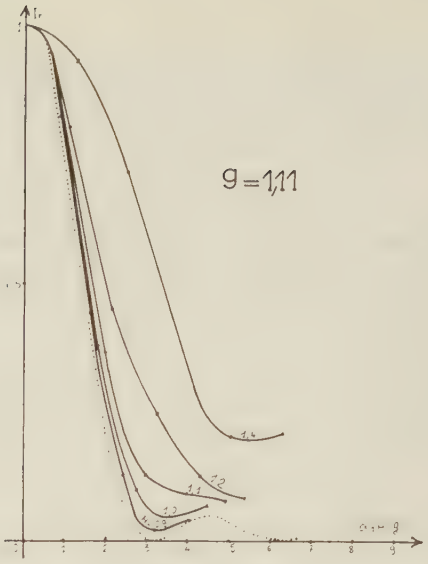


Figure 29

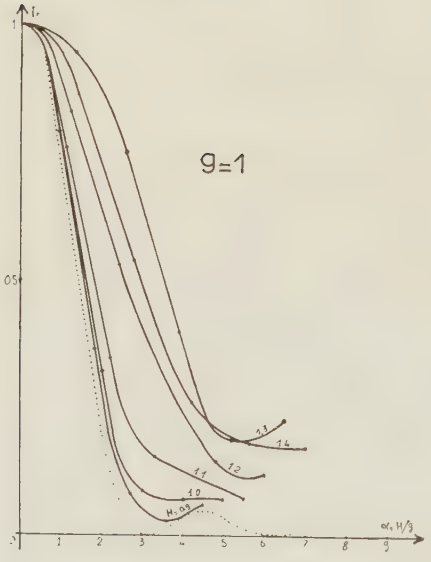


Figure 28

Figure 30

la même valeur. L'élargissement à mi-hauteur est, de la courbe II à la courbe I, de l'ordre de 10 % ; on constate en outre une augmentation de l'intensité dans le premier minimum.

4 - LARGEUR UTILE DU SYSTEME A DEUX RESEAUX.

L'étude du pouvoir de résolution du système implique le choix d'un critère de résolution que l'on appliquera à des courbes d'éclairement telles que celles des figures 27, 28, et 29. La distance minimale qui doit séparer les

sommets des courbes d'éclairement correspondant à deux longueurs d'onde, pour que celles-ci soient résolues, sera désignée par α_{1m}.

Pour déterminer la largeur utile du système, nous devons étudier la variation du pouvoir de résolution en fonction des modifications de l'ouverture du faisceau incident. Le choix d'un critère a alors moins d'importance que pour calculer avec précision le pouvoir de résolution lui-même. Nous avons vérifié, par exemple [34], que, dans le cas d'un seul réseau, on retrouve l'ouverture optimale H = 1,18 avec une approximation très satisfaisante, en admettant simplement que α_{1m} est égal à la largeur à mi-hauteur des courbes d'éclairement, c'est-à-dire en appliquant un critère de résolution moins strict que celui de Mack, Stehn et Edlen. La forme générale des courbes que nous obtenons pour deux réseaux s'écartant peu de celle que donne un seul réseau, nous avons adopté la même définition de α_{1m} pour déterminer la largeur utile. Nous évitons ainsi une augmentation considérable du volume des calculs numériques. Il nous faut cependant noter que, pour des ouvertures très supérieures à l'ouverture optimale ce critère de résolution conduirait à des résultats fortement erronés, car il ne tient pas compte des variations d'éclairement dans les maximums secondaires.

Nous mettrons le pouvoir de résolution du système à deux réseaux sous une forme analogue à (7.5). Soient toujours N et N_1 les ordres d'interférence, a et a_1 les pas, n et n_1 les nombres de traits utilisés sur chaque réseau ; de (13.4) et (14.5) on déduit en éliminant $d\varphi_1'$, que :

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = \left(\frac{N}{a} - \frac{N_1}{a_1}\right) \frac{2\pi\beta_1}{\alpha_1}$$

où N et N_1, nous l'avons dit, sont de signes opposés.

En remplaçant α_1 par la distance minimale de séparation α_{1m} nous avons donc :

$$R = \left(\frac{N}{a} - \frac{N_1}{a_1}\right) \frac{2\pi\beta_1}{\alpha_{1m}} \qquad (28.5)$$

Comme :

$$a = 2Y/n \quad \text{et} \quad a_1 = 2Y/n_1$$

on peut encore écrire :

$$R = (nN - n_1N_1) \frac{\pi}{\alpha_{1m}} \frac{\beta_1}{Y} \qquad (29.5)$$

et, compte tenu de (15.5) et (22.5) :

$$R = (nN - n_1N_1) \frac{\pi}{\alpha_{1m}} g \frac{1}{H} \qquad (30.5)$$

L'expression ci-dessus permet de définir, dans le cas de deux réseaux, la valeur effective de H au sens où l'entendent Mack, Stehn et Edlen. Nous avons :

$$H_{eff} = \frac{\pi}{\alpha_{1m}} g$$

Les courbes de la figure 31 montrent la variation de cette quantité avec H pour plusieurs valeurs de g. Ces courbes ont la même allure générale que celle de la figure 24 mais présentent un maximum dont la position varie. Pour permettre une comparaison, nous avons porté sur la figure, en pointillés, les coordonnées du maximum de la courbe de la figure 24.

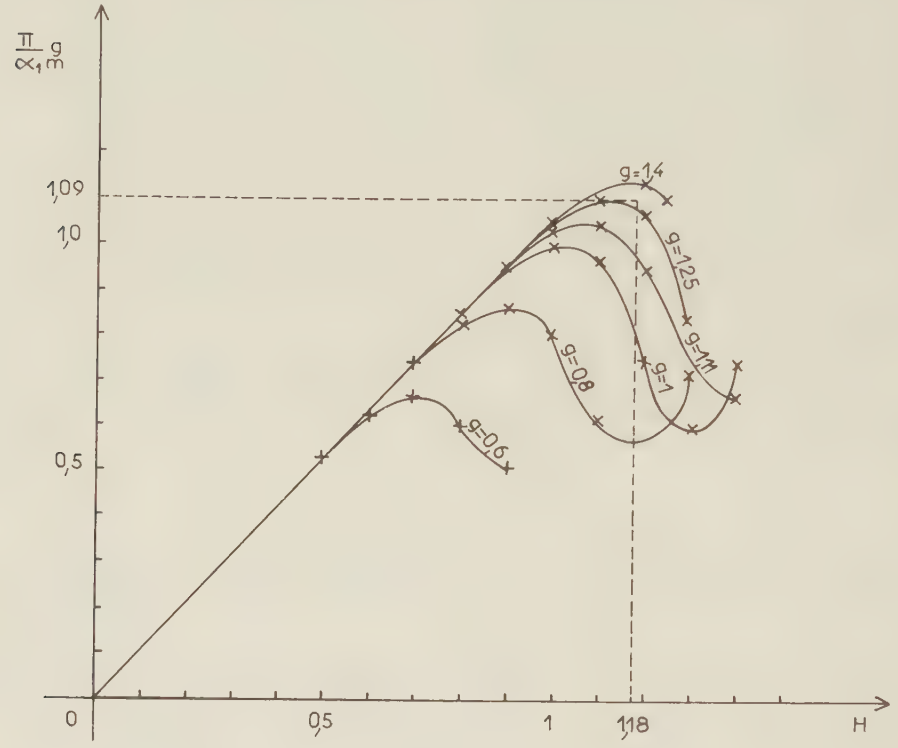


Figure 31

Nous avons mesuré sur ces courbes les valeurs H_u de H pour lesquelles on observe le maximum et qui, par conséquent, donnent la meilleure résolution. Ces valeurs sont les suivantes, l'erreur portant sur la deuxième décimale [33].

g	0,60	0,80	1,00	1,11	1,25	1,40
H_u	0,71	0,92	1,03	1,08	1,13	1,17

L'examen des cas où g tendrait vers l'infini ou zéro permet de préciser l'allure de la variation de H_u en fonction de g. Dans les deux cas, en effet, les aberrations de l'un des réseaux deviennent négligeables devant celles de l'autre, car les variations de g sont commandées par celles de β et de β_1. L'ouverture optimale du système est alors déterminée par celui des deux réseaux dont les aberrations restent importantes.

Supposons d'abord que g tende vers zéro ; dans ce cas β devient grand par rapport à β_1 ; d'après (5.5) et (16.5), η devient petit devant η_1. Ce cas

se présenterait en pratique si le premier réseau était employé sous une incidence voisine de la normale, le deuxième restant en incidence rasante ; on peut alors admettre que l'ouverture optimale soit, à la limite, déterminée par le deuxième réseau seul. On aurait en ce cas $H_u = g . H_{1u} = 0 \times 1,18 = 0$. Inversement lorsque g tend vers l'infini, les aberrations du deuxième réseau sont négligeables par rapport à celles du premier et H admet comme limite la valeur 1,18. Ces limites, jointes aux valeurs calculées, permettent de tracer la courbe qui représente les variations de H_u en fonction de g (figure 32). Il convient de remarquer que l'expérience ne permet pas, en fait, de travailler dans les conditions qui correspondent aux limites que nous venons d'indiquer ; les coefficients de réflexion et les ordres d'interférence pratiquement utilisables conduisent à des valeurs de g qui ne s'écartent jamais beaucoup de 1. Mais l'existence théorique de ces limites nous permet de mieux comprendre la répartition, sur la courbe de la figure 32, des points déterminés par le calcul.

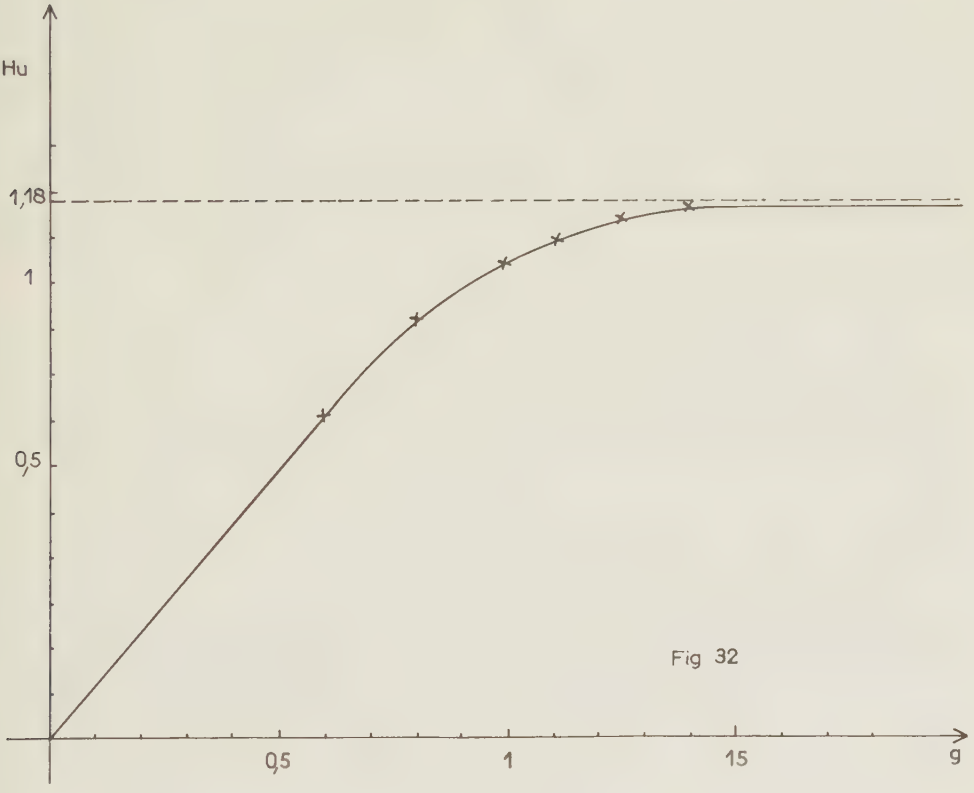


Figure 32

Il est facile de déduire de cette courbe une abaque donnant Y_u, c'est-à-dire la demi-largeur utile du système à deux réseaux en fonction des quantités β et β_1, qui, d'après les expressions qui les définissent, sont des longueurs. Les courbes de la figure 33 fournissent la largeur utile Y_u en fonction de β_1 pour cinq valeurs de β, le millimètre étant pris comme unité.

Pour le réglage du spectrographe, ces courbes remplacent la relation $Y_u = 1,18\,\beta$ établie par Mack, Stehn et Edlen dans le cas d'un seul réseau.

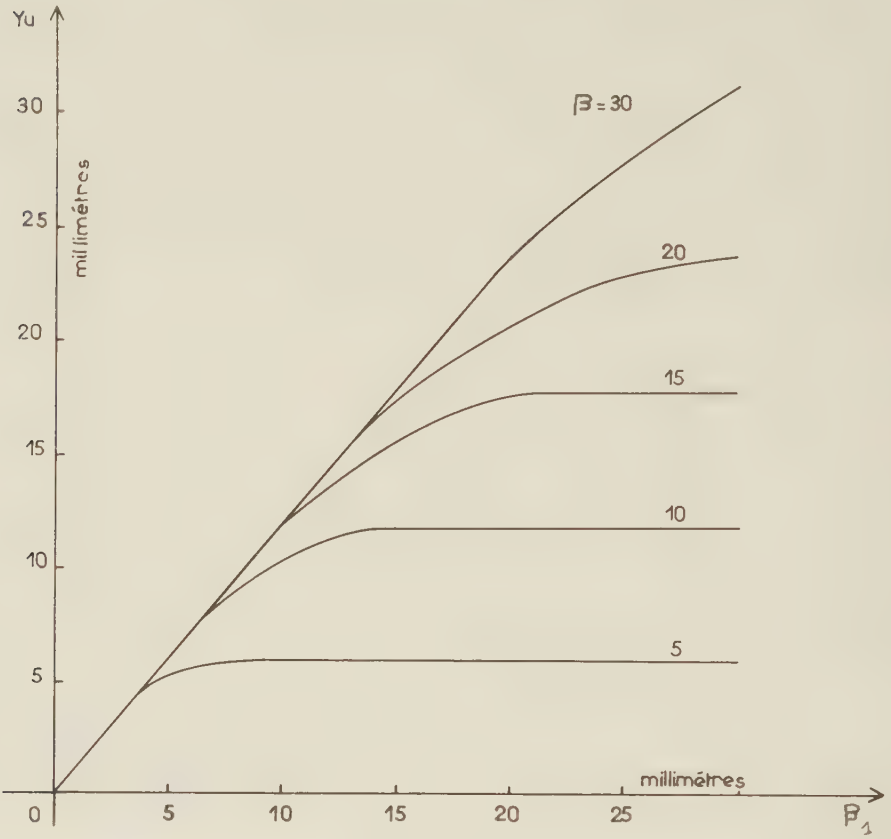


Figure 33

5 - POUVOIR DE RESOLUTION MAXIMAL.

Pour comparer les pouvoirs de résolution maximals du spectrographe à deux réseaux et du spectrographe simple, nous allons mettre l'expression (28.5) sous une forme semblable à celle de (8.5). En tenant compte des relations entre g, H, H_1, Y, β_1, (28.5) peut s'écrire :

$$R = \frac{\pi g}{\alpha_{1m} H} \times 2Y \times \left(\frac{N}{a} - \frac{N_1}{a_1}\right)$$

Le pouvoir de résolution maximal est donc :

$$R = \frac{H_{eff.M}}{H_u} \times 2Y_u \times \left(\frac{N}{a} - \frac{N_1}{a_1}\right) \qquad (31.5)$$

où H_{effM} est la valeur maximale de H_{eff}.

Les relations (8.5) et (31.5) sont toutes deux des produits de trois facteurs dont deux ont déjà été étudiés : la figure 32 montre en effet que, toutes choses égales d'ailleurs, l'adjonction d'un deuxième réseau ne réduit que de 15 % environ la largeur utile du système dans les conditions habituelles de travail ; d'autre part les conclusions du chapitre précédent, sur l'addition algébrique des ordres d'interférence et son effet sur le pouvoir de résolution, sont encore valables. Par conséquent, en ce qui concerne les deux derniers facteurs des relations (8.5) et (31.5), on peut affirmer que l'augmentation des aberrations, dans le cas du spectrographe à deux réseaux, est assez peu importante pour permettre un gain sensible de résolution. Il nous reste à évaluer le rapport H_{effM}/H_u qui, nous l'avons vu, vaut 0,92 pour un seul réseau.

En conservant le critère de résolution déjà utilisé, on obtient pour ce rapport des valeurs qui vont de 0,93 à 0,97 lorsque le grandissement passe de 0,6 à 1,4. La valeur effective de H, au maximum, serait donc relativement plus grande avec deux réseaux qu'avec un seul. Mais nous ne devons pas oublier ici que notre critère de résolution est optimiste, puisqu'il néglige l'augmentation de l'éclairement dans les maximums secondaires. D'après les courbes de Mack, Stehn et Edlen, la distance minimale de séparation, au voisinage du meilleur pouvoir de résolution, est égale à la largeur de la courbe à 0,45 fois la hauteur au lieu de 0,5 fois. En admettant qu'il en est de même pour le système à deux réseaux, ce que nous ne pouvons vérifier rigoureusement faute de connaître l'éclairement dans les maximums secondaires pour toutes nos courbes, nous constatons que la valeur de α_{lm} correspondant à la meilleure résolution doit être multipliée par 1,08. Nous obtenons alors les valeurs suivantes de H_{effM}/H_u :

g :	0,60	0,80	1,00	1,11	1,25	1,40
H_{effM}/H_u :	0,86	0,88	0,89	0,90	0,90	0,90

Compte tenu des approximations que nous avons faites, on peut conclure de ces calculs que le rapport de H_{eff} à H, au maximum de résolution, est peu modifié quand on passe de un à deux réseaux. La diminution que nous obtenons est de l'ordre de 3 %.

Finalement, sur la base de l'ensemble de ce calcul, pour des réseaux identiques, le pouvoir de résolution du spectrographe à deux réseaux, en premier ordre pour les deux réseaux, doit être approximativement 1,7 fois - au lieu de deux fois, comme nous l'avions trouvé au chapitre précédent - celui du spectrographe simple également en premier ordre. En passant au deuxième ordre sur le deuxième réseau, on doit obtenir un pouvoir de résolution environ 1,26 fois - au lieu de 1,5 fois - plus grand que celui d'un seul réseau employé en deuxième ordre.

CHAPITRE 6

FONCTIONNEMENT DU SPECTROGRAPHE A DEUX RÉSEAUX RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous présentons ici les résultats du travail expérimental effectué avec le spectrographe à deux réseaux. Cet appareil, réalisé à l'aide du matériel déjà décrit, est visible sur la planche II (2ème chapitre). Sur la moitié gauche de la planche, on distingue trois supports réglables, répartis le long du banc circulaire : le premier réseau est porté par celui de droite, le miroir intermédiaire par celui du centre, le deuxième réseau par celui de gauche. Le système de fentes, délimitant le faisceau à l'entrée du spectrographe, se trouve sur la face du banc d'optique opposée aux regards ; on l'aperçoit cependant près du centre de la planche. Le porte-film est vu de dos, décalé vers la droite de manière à démasquer le système de fentes et la partie antérieure de la lunette de réglage. Le dessin de la figure 34 donne une idée claire du montage.

Les réseaux ont respectivement 576 traits/mm. et 1152 traits/mm.. Ils sont gravés sur verre. Nous avons placé en tête le moins dispersif des deux ; en effet l'étendue du domaine spectral réfléchi par un miroir de dimensions données est ainsi plus grande que dans l'autre cas. Comme nous l'avons dit, les ordres d'interférence sont négatifs pour le spectre primaire et positifs pour le spectre final. Nos résultats ne concernent donc qu'une seule des combinaisons possibles avec l'appareil.

Les autres conditions expérimentales sont identiques à celles que nous avons exposées au troisième chapitre. Le spectre est, comme alors, celui d'une étincelle entre électrodes de niobium.

1 - ENREGISTREMENT DU SPECTRE DE L'ATOME IONISE DU NIOBIUM ENTRE 140 Å et 320 Å.

La planche IX montre une série de clichés du spectre du niobium enregistrés avec le spectrographe à deux réseaux et reproduits avec un grandissement 2,1. La région spectrale couverte par chaque cliché est indiquée par une échelle approximative de longueurs d'onde. M. Chaghtaï[1] mesure actuellement les positions relatives des raies obtenues ; son travail nous a permis d'indiquer les longueurs d'onde de quelques unes d'entre elles, identifiées d'après les tableaux de Charles [28].

Les longueurs d'onde sont comprises, pour l'ensemble des enregistrements, entre 140 Å et 320 Å. Au cours d'un travail antérieur [35] nous avions

---

(1) Laboratoire de Chimie-Physique de la Faculté des Sciences de Paris, à Orsay.

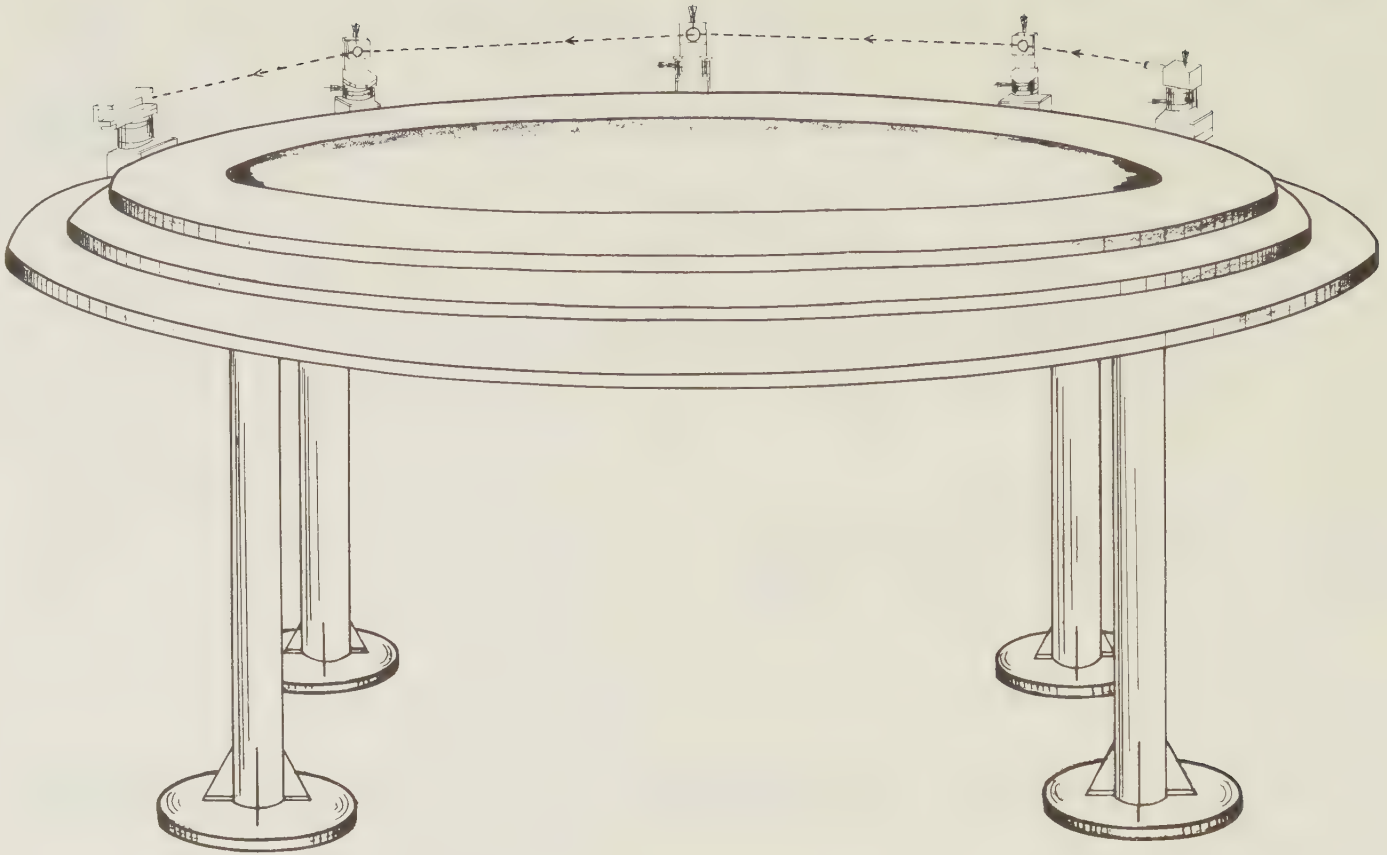


Figure 34

enregistré le spectre de l'aluminium dans un domaine de longueurs d'onde un peu plus courtes. D'après le calcul des longueurs d'onde critiques, la limite du spectre peut descendre jusqu'à 40 Å environ avec les réseaux que nous employons. Vers les grandes longueurs d'onde, la limite est voisine de 1000 Å. La présente étude ne concerne donc qu'une partie du domaine accessible à l'appareil.

Dans le tableau ci-dessous, nous donnons les valeurs des principales caractéristiques de fonctionnement correspondant à chaque cliché de la planche IX. λ est la longueur d'onde approximative au centre du cliché ; φ, φ', φ_1' sont les angles déjà définis (figure 18) ; les valeurs de φ' et φ_1' données dans le tableau sont celles qui correspondent à la longueur d'onde λ ; D est la dispersion en millimètres par angströms ; le nombre d'étincelles et le temps de pose figurent également dans le tableau. Pour tous les clichés la largeur de la fente d'entrée est de 4 μ, sa hauteur est de 1 mm. ; les ordres d'interférence sont − 1, dans le spectre primaire, et + 1 dans le spectre final qui est, naturellement, le seul reproduit planche IX.

Tableau III

cliché	λ	φ	$\pi - \varphi'$	$\pi - \varphi_1'$	$D_{mm/Å}$	étincelles	t
a	160 Å	10°	6°16'	12°41'	1,5	2000	2h.10'
b	180 "	10°	5°38'	12°59'	1,5	2000	2h.10'
c	200 "	10°	4°54'	13°16'	1,5	2000	2h.10'
d	255 "	17°	13°46'	19°43'	1,0	800	50'

L'angle d'attaque φ qu'il faut adopter pour un domaine déterminé de longueurs d'onde est obtenu par le calcul et par l'expérience. Considérons, par exemple, le cliché a qui couvre un domaine de 40 Å autour de 160 Å. D'après le calcul, pour ces longueurs d'onde, φ peut être compris entre 9° et 19°. Mais le spectre en ordres négatifs du premier réseau pour φ = 17° (3ème chapitre, planche VIII, cliché c) montre peu d'intensité dans la région qui nous intéresse. En diminuant φ nous pouvons augmenter le coefficient de réflexion : pour φ = 10° nous obtenons une intensité satisfaisante. Le calcul indique d'autre part que cette valeur de φ permettra d'atteindre 250 Å en déplaçant le miroir intermédiaire et le deuxième réseau, alors qu'avec la valeur plus faible 9°, il serait impossible de dépasser 200 Å. Nous choisissons donc φ = 10° et nous enregistrons successivement les spectres a, b, c en déplaçant chaque fois le miroir et le deuxième réseau de manière à changer les limites de la partie réfléchie du spectre primaire. Nous procédons de la même façon pour déterminer l'angle d'attaque convenant à un domaine de longueurs d'onde plus grandes (cliché d).

Bien que ces résultats soient en nombre insuffisant pour une étude expérimentale complète du spectrographe à deux réseaux, ils montrent cependant que cet appareil permet de couvrir un domaine spectral relativement étendu avec un nombre restreint de clichés. Ils fournissent d'autre part de premiers éléments de comparaison avec les enregistrements obtenus avec un seul réseau.

Sur la planche X, on peut voir deux clichés du même spectre : le cli-

SPECTROGRAPHE A DEUX RESEAUX

spectre d'étincelle du niobium dans l'ultraviolet extrême

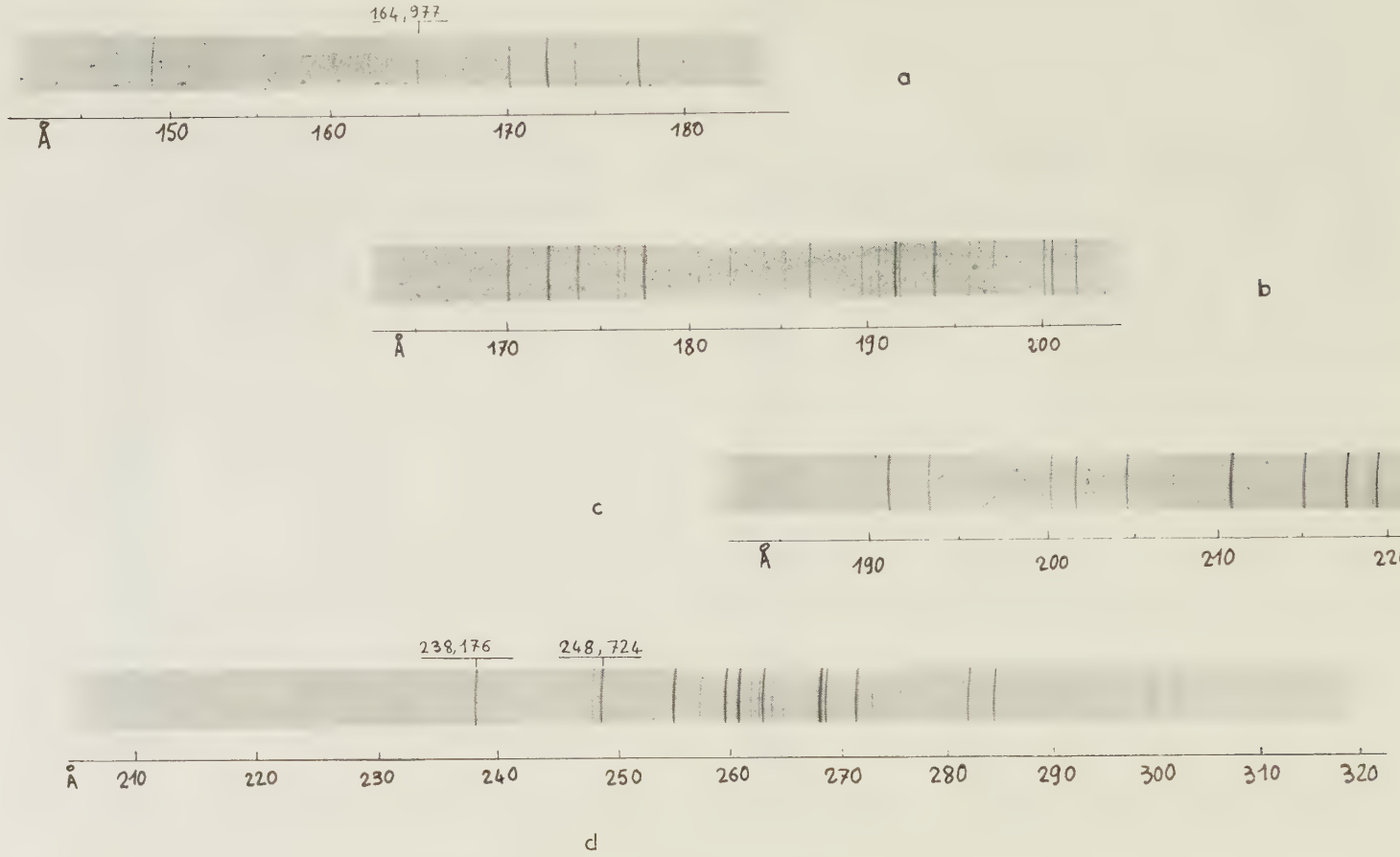


Planche IX

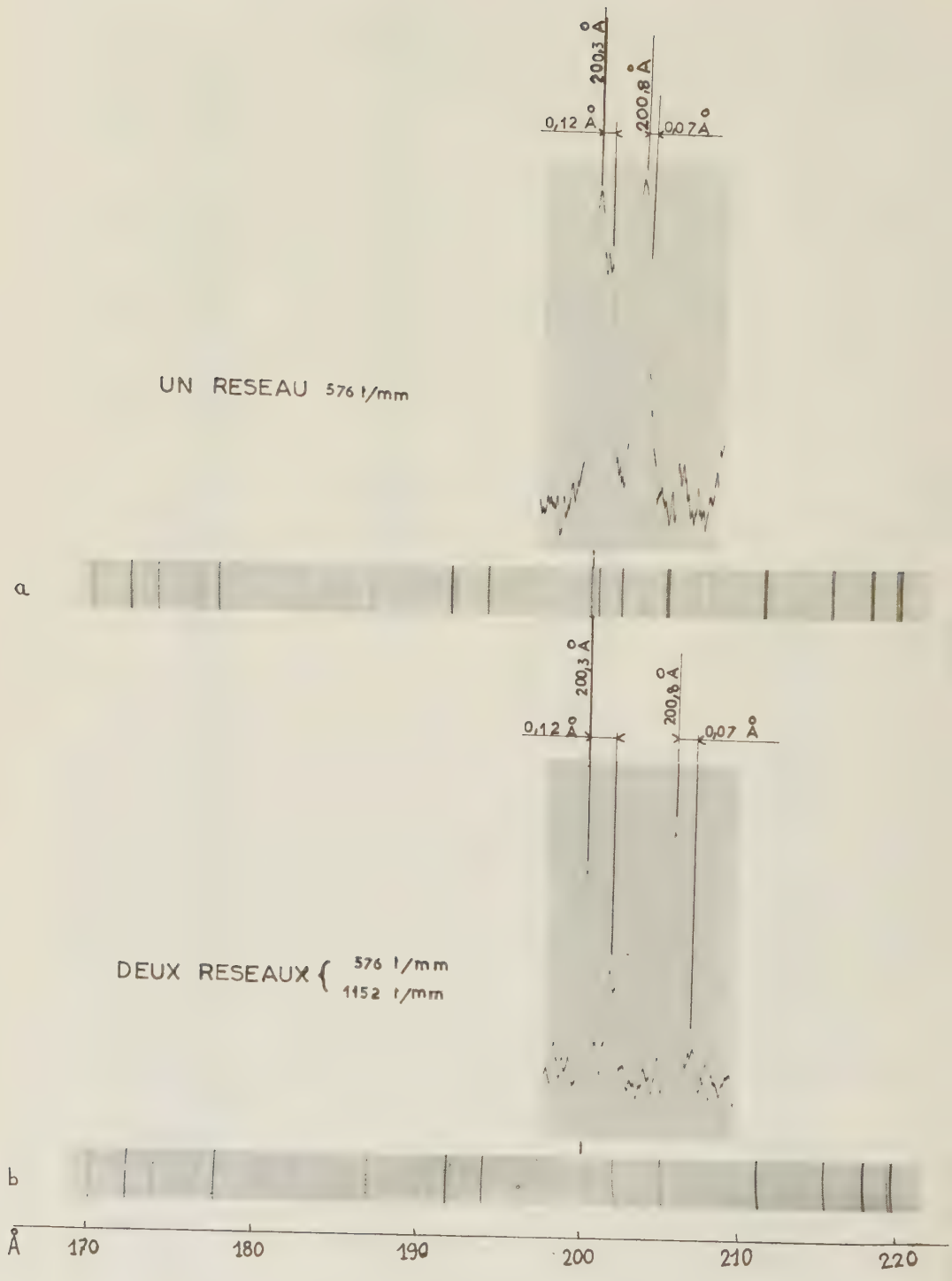

200,3 Å
200,8 Å
0,12 Å
0,07 Å
UN RESEAU 576 t/mm
a
200,3 Å
200,8 Å
0,12 Å
0,07 Å
DEUX RESEAUX { 576 t/mm
1152 t/mm
b
Å
170
180
190
200
210
220

Planche X

ché a a été obtenu avec un seul réseau de 576 traits/mm., un angle d'attaque de 3° et une fente d'entrée de largeur 4 μ ; le cliché b est celui du spectre donné par les deux réseaux avec l'angle d'attaque 10°, la largeur de la fente d'entrée étant inchangée. La dispersion a été amenée à la même valeur pour les deux clichés en adoptant des rapports d'agrandissement différents à la reproduction. La comparaison visuelle des deux enregistrements est donc facile ; elle peut être complétée par l'examen des microphotogrammes effectués sur une petite partie de chaque spectre.

Examinons, par exemple, l'aspect des clichés dans la région voisine de 200 Å. On peut en particulier constater ici la présence de deux raies séparées par un intervalle de 0.12 Å, indiquées par un trait noir sur la planche X. L'observation directe, confirmée par les microphotogrammes, montre que ces raies, incomplètement résolues sur le cliché a, le sont parfaitement sur le cliché b. Fait plus intéressant, le microphotogramme du cliché b révèle l'existence d'une raie faible, visible sur le cliché original, mais pratiquement confondue avec une raie plus intense, dont elle s'écarte de 0,07 Å seulement, sur le cliché a ; le microphotogramme de ce dernier montre seulement un élargissement de la base de la raie la plus intense.

Le gain de résolution que nous observons ainsi serait certes moins important si nous comparions des enregistrements réalisés avec des réseaux de même pas, c'est-à-dire si les réseaux du spectrographe possédaient, par exemple, tous deux 576 traits/mm. Notons également que le pouvoir de résolution du réseau utilisé pour le cliché a pourraît être meilleur si l'angle d'attaque était supérieur à 3°. Les exemples donnés ci-dessus montrent toutefois, par comparaison avec un travail effectué dans des conditions courantes, la qualité des résultats obtenus avec le spectrographe à deux réseaux.

Nous ferons enfin quelques remarques sur les temps de pose indiqués dans le tableau III. Ces temps sont supérieurs, on n'en sera pas surpris, à ceux qui sont nécessaires avec un seul réseau dans la même région spectrale. Pour les clichés de la planche X le rapport des temps de pose, de a à b, est de dix ; malgré celà, le cliché b paraît moins exposé que le cliché a. Sur la base du nombre limité d'expériences que nous avons faites jusqu'à présent, nous estimons à 30 environ le rapport des expositions nécessaires pour obtenir la même densité optique pour une raie donnée, lorsque nous passons de un à deux réseaux.

2 - SEPARATION DES ORDRES D'INTERFERENCE : TRAVAIL EN DEUXIEME ORDRE.

Les résultats précédents ont permis de vérifier expérimentalement le principe du spectrographe à deux réseaux. En les exposant, nous avons limité la comparaison avec le spectrographe simple à la séparation de raies de longueurs d'onde voisines, en premier ordre. Nous insisterons à présent sur une importante caractéristique du spectrographe à deux réseaux déjà évoquée au 4ème chapitre (§ 3) : sa capacité à jouer le rôle de séparateur d'ordres. A cette caractéristique s'attachent, nous semble-t-il, deux avantages : d'une part le dépouillement des spectres est rendu plus facile, car on évite, par exemple, le recouvrement du rayonnement étudié par celui de courte longueur d'onde en ordres supérieurs, d'autre part le travail en ordres supérieurs, avec le gain de résolution qui en résulte, devient possible sans les inconvénients, parfois insurmontables, dus au recouvrement par les grandes longueurs d'onde en ordres inférieurs.

Le cliché a de la planche XI donne un exemple de recouvrement de spectres du premier et du deuxième ordres. Il couvre un intervalle de 90 Å environ dans la région de 500 Å ; nous l'avons obtenu avec un seul réseau, utilisé sous un angle d'attaque de 17° ; les raies sont larges en raison de l'emploi d'une ouverture de faisceau supérieure à l'ouverture optimale. La majeure partie des raies de ce cliché provient, en fait, de la diffraction en deuxième ordre du rayonnement émis dans un domaine de longueurs d'onde plus courtes. On en reconnait facilement plusieurs, dont les raies à 238,176 Å et à 248,724 Å, grace au cliché b qui a été enregistré avec deux réseaux en premier ordre dans la région de 250 Å. Le risque de recouvrement d'une raie de premier ordre par une raie de deuxième ordre, dans le cliché a, n'est pas négligeable, on le voit.

Examinons maintenant le cliché e de la planche XII. Bien qu'il soit reproduit en vraie grandeur, on peut facilement le comparer aux clichés de la planche XI grâce à l'échelle de longueur d'onde. Nous avons obtenu ce cliché avec deux réseaux, en nous plaçant dans le *deuxième ordre* du spectre final. Il contient, comme le cliché a de la planche XI, les raies du domaine de 250 Å ; mais on remarque que les raies de longueur d'onde double, les quatre raies comprises entre 464 Å et 471 Å par exemple, en sont absentes. Les agrandissements c et d, planche XII, montrent de même la disparition de la raie située à 517,281 Å lorsqu'on passe, pour les spectres du deuxième ordre, du spectrographe simple au spectrographe à deux réseaux.

C'est, à notre connaissance, la première fois qu'une telle séparation est réalisée dans le domaine de Holweck. Nous allons montrer qu'elle n'est pas fortuite et que c'est de façon générale que le spectrographe à deux réseaux permet d'isoler une bande d'une certaine étendue dans le spectre et de la disperser en plusieurs ordres qui ne se recouvrent pas. Nous avons récemment indiqué le principe selon lequel s'effectue cette séparation [36]. Nous préciserons ici les conditions qu'elle implique.

Le miroir intermédiaire découpe dans le spectre primaire une bande de longueurs d'onde comprises entre $\lambda - \Delta\lambda$ et $\lambda + \Delta\lambda$ (figure 35) dont la largeur pourraît, au besoin, être réduite par un diaphragme disposé perpendiculairement au faisceau, à proximité du miroir. Compte tenu d'une éventuelle superposition des ordres dans le spectre primaire, le faisceau réfléchi peut également contenir, les longueurs d'onde comprises entre

$$\frac{\lambda - \Delta\lambda}{2} \text{ et } \frac{\lambda + \Delta\lambda}{2}, \text{ entre } \frac{\lambda - \Delta\lambda}{3} \text{ et } \frac{\lambda + \Delta\lambda}{3}, \ldots \frac{\lambda - \Delta\lambda}{|N|} \text{ et } \frac{\lambda + \Delta\lambda}{|N|}.$$

Examinons d'abord le comportement du rayonnement du premier ordre du spectre primaire, c'est-à-dire de la bande $\lambda - \Delta\lambda$ à $\lambda + \Delta\lambda$, lorsque ce rayonnement est diffracté par le deuxième réseau en plusieurs ordres successifs. Rappelons que la relation (12.4) s'écrivait :

$$\cos \Phi_1' = \cos (\varphi_1' + \Delta\varphi_1') = - \cos \varphi + \left(\frac{N}{a_1} + \frac{N}{a}\right) \lambda + \left(\frac{N_1}{a_1} - \frac{N}{a}\right) \Delta\lambda$$

où φ_1' désigne l'angle de diffraction dans le spectre final de la longueur d'onde λ et $\Phi_1' = \varphi_1' + \Delta\varphi_1'$, l'angle de diffraction de la longueur d'onde $\lambda + \Delta\lambda$.

Le rayonnement compris entre $\lambda + \Delta\lambda$ et $\lambda - \Delta\lambda$ est donc réparti, après le deuxième réseau, dans des angles $2(\Delta\varphi_1')_1$, $2(\Delta\varphi_1')_2, \ldots, 2(\Delta\varphi_1')_{N_1-1}$, $2(\Delta\varphi_1')_{N_1}$ $2(\Delta\varphi_1')_{N_1+1}$ définis par les relations :

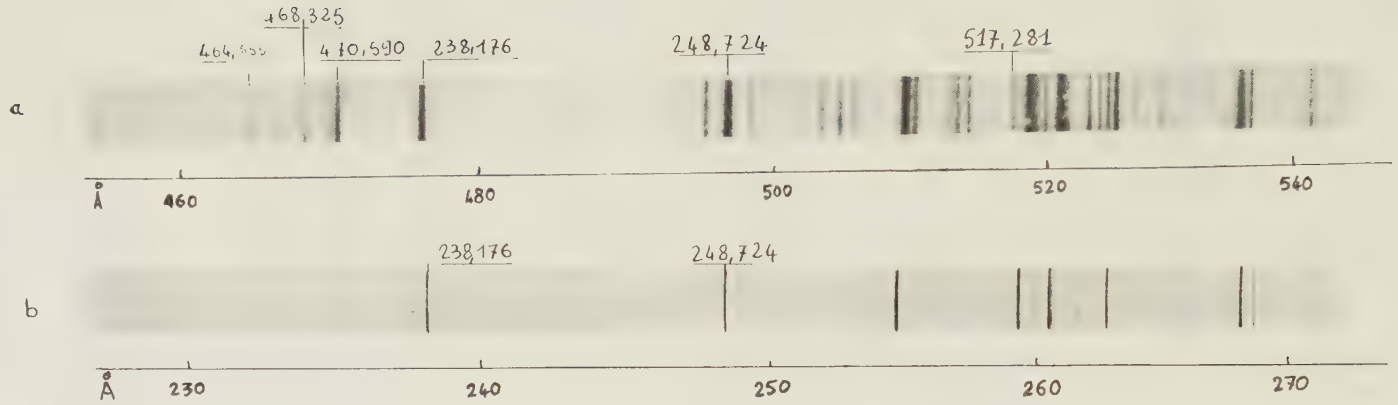

468,325
464,
470,590
238,176
248,724
517,281
a
Å
460
480
500
520
540
238,176
248,724
b
Å
230
240
250
260
270

Planche XI

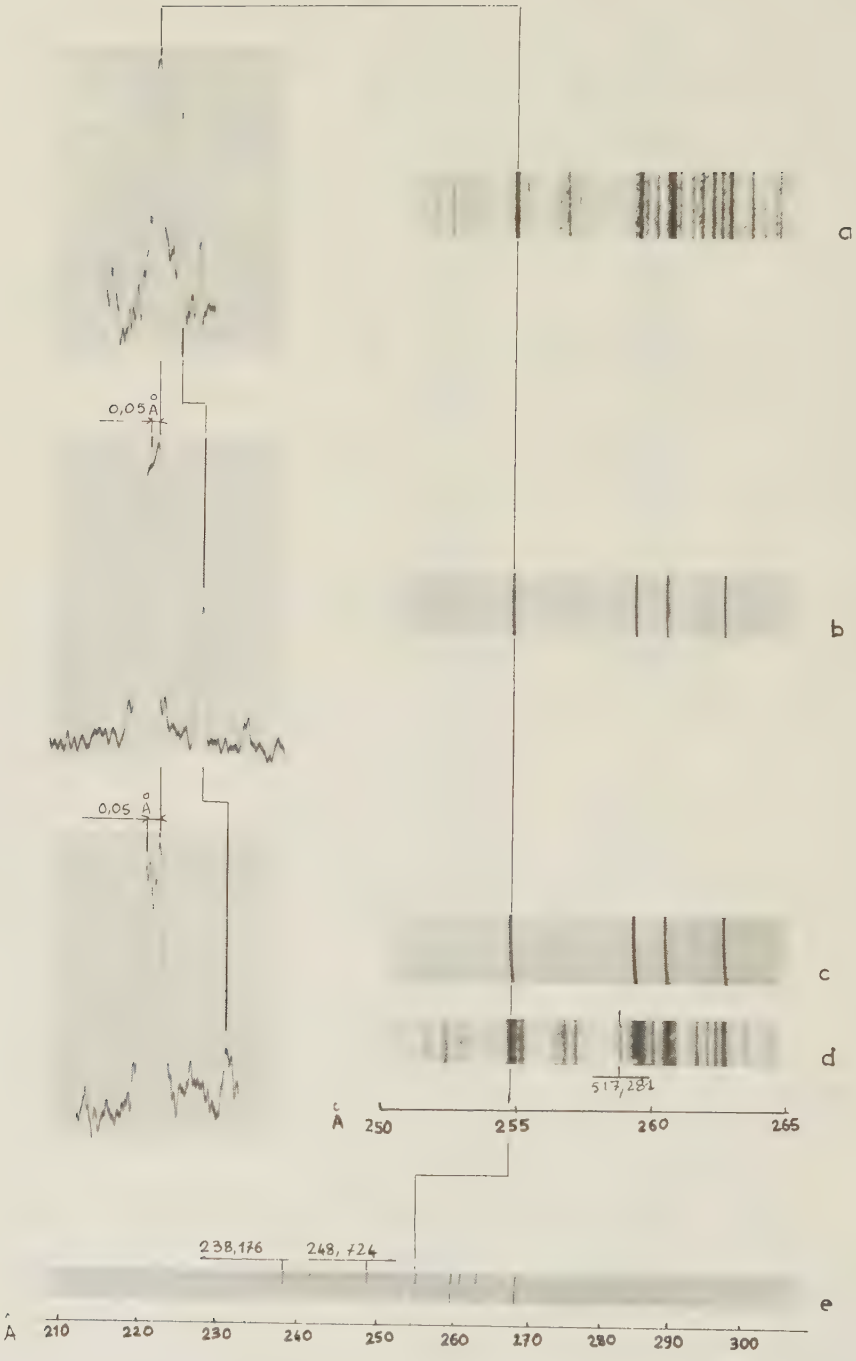

a
0,05 Å
b
0,05 Å
c
d
517,281
Å 250 255 260 265
238,176
248,724
e
Å 210 220 230 240 250 260 270 280 290 300

Planche XII

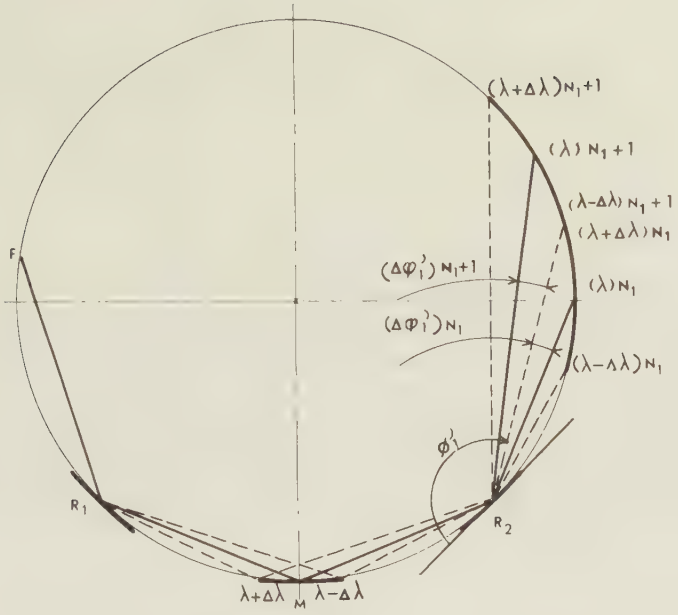


Figure 35

$N_1 = 1$

$$\cos(\varphi_1' + \Delta\varphi_1')_1 = -\cos\varphi + \left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a}\right)\lambda + \left(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)\Delta\lambda$$

$$\cos(\varphi_1' - \Delta\varphi_1')_1 = -\cos\varphi + \left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a}\right)\lambda - \left(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)\Delta\lambda$$

$$(\Delta\varphi_1')_1 = -\left(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)\frac{\Delta\lambda}{(\sin\varphi_1')_1}$$

.....

$N_1 - 1$

$$\cos(\varphi_1' + \Delta\varphi_1')_{N_1-1} = -\cos\varphi + \left(\frac{N_1 - 1}{a_1} - \frac{1}{a}\right)\lambda + \left(\frac{N_1 - 1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)\Delta\lambda$$

$$\cos(\varphi_1' - \Delta\varphi_1')_{N_1-1} = -\cos\varphi + \left(\frac{N_1 - 1}{a_1} - \frac{1}{a}\right)\lambda - \left(\frac{N_1 - 1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)\Delta\lambda$$

$$(\Delta\varphi_1')_{N_1-1} = -\left(\frac{N_1 - 1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)\frac{\Delta\lambda}{(\sin\varphi_1')_{N_1-1}}$$

N_1

$$\cos(\varphi_1' + \Delta\varphi_1')_{N_1} = -\cos\varphi + \left(\frac{N_1}{a_1} - \frac{1}{a}\right) + \left(\frac{N_1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)\Delta\lambda$$

$$\cos(\varphi_1' - \Delta\varphi_1')_{N_1} = -\cos\varphi + \left(\frac{N_1}{a_1} - \frac{1}{a}\right) - \left(\frac{N_1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)\Delta\lambda$$

$$(\Delta\varphi_1')_{N_1} = -\left(\frac{N_1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)\frac{\Delta\lambda}{(\sin\varphi_1')_{N_1}}$$

$$N_1 + 1 \quad \begin{cases} \cos\,(\varphi_1 + \Delta\varphi_1')_{N_1+1} = -\cos\varphi + \left(\dfrac{N_1+1}{a_1} - \dfrac{1}{a}\right)\lambda + \left(\dfrac{N_1+1}{a_1} + \dfrac{1}{a}\right)\Delta\lambda \\ \cos\,(\varphi_1' - \Delta\varphi_1')_{N_1+1} = -\cos\varphi + \left(\dfrac{N_1+1}{a_1} - \dfrac{1}{a}\right)\lambda - \left(\dfrac{N_1+1}{a_1} + \dfrac{1}{a}\right)\Delta\lambda \\ (\Delta\varphi_1')_{N_1+1} = -\left(\dfrac{N_1+1}{a_1} + \dfrac{1}{a}\right)\dfrac{\Delta\lambda}{(\sin\varphi_1')_{N_1+1}} \end{cases}$$

dans lesquelles nous avons négligé les termes du deuxième degré et affecté d'indices égaux à l'ordre d'interférence les angles correspondants. Les angles $(\Delta\varphi_1')_{N_1}$ et $(\Delta\varphi_1')_{N_1+1}$ ont été portés, à titre d'exemples sur la figure 35.

Pour éviter le recouvrement du spectre d'ordre N_1 par les spectres d'ordres $N_1 - 1$ et $N_1 + 1$ il suffit de limiter la largeur $2\Delta\lambda$ de la bande à une valeur telle que l'angle $2(\Delta\varphi_1')_{N_1}$ n'ait pas de parties communes avec les angles $2(\Delta\varphi_1')_{N_1-1}$ et $2(\Delta\varphi_1')_{N_1+1}$ ce qui, d'après les relations précédentes, entraine les conditions :

$$\cos\,(\varphi_1' + \Delta\varphi_1')_{N_1} < \cos\,(\varphi_1' - \Delta\varphi_1')_{N_1+1}$$

$$\cos\,(\varphi_1' + \Delta\varphi_1')_{N_1-1} < \cos\,(\varphi' - \Delta\varphi_1')_{N_1}$$

c'est-à-dire :

$$-\cos\varphi + \left(\frac{N_1}{a_1} - \frac{1}{a}\right)\lambda + \left(\frac{N_1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)\Delta\lambda < -\cos\varphi + \left(\frac{N_1+1}{a_1} - \frac{1}{a}\right)\lambda - \left(\frac{N_1+1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)\Delta\lambda$$

$$-\cos\varphi + \left(\frac{N_1-1}{a_1} - \frac{1}{a}\right)\lambda + \left(\frac{N_1-1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)\Delta\lambda < -\cos\varphi + \left(\frac{N_1}{a_1} - \frac{1}{a}\right)\lambda - \left(\frac{N_1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)\Delta\lambda$$

qui donnent, après réduction :

$$\Delta\lambda < \frac{a}{(2N_1 + 1)\,a + 2a_1}\lambda$$

$$\Delta\lambda < \frac{a}{(2N_1 - 1)\,a + 2a_1}\lambda$$

On voit immédiatemment qu'il suffit de satisfaire à la première de ces conditions.

Nous pouvons conclure qu'une bande de largeur $2\Delta\lambda$ telle que :

$$2\Delta\lambda < \frac{2a}{(2N_1 + 1)\,a + 2a_1}\lambda \qquad (1.6)$$

contenue en premier ordre dans le spectre primaire et diffractée par le deuxième réseau en ordre N_1, sera complètement séparée des spectres d'ordres supérieur et inférieur, correspondant aux mêmes longueurs d'onde, dans le spectre final.

Pour le spectrographe à deux réseaux que nous avons utilisé $a = 2\,a_1$. Nous devons donc avoir, en premier ordre :

$$2\Delta\lambda < \frac{\lambda}{2} \qquad (2.6)$$

et en deuxième ordre :

$$2\Delta\lambda < \frac{\lambda}{3} \qquad (3.6)$$

Reportons nous au cliché e de la planche XII qui, nous l'avons dit, a été enregistré en deuxième ordre. Pour ce cliché $\lambda \simeq 255$ Å ; la condition précédente est donc satisfaite entre 213 Å et 297 Å, c'est-à-dire sur presque toute l'étendue couverte par le cliché.

Nous allons montrer maintenant qu'il est possible de choisir l'angle d'attaque φ_1 sur le deuxième réseau de telle sorte que le rayonnement de longueurs d'onde comprises entre $\frac{\lambda - \Delta\lambda}{2}$ et $\frac{\lambda + \Delta\lambda}{2}$, ... , $\frac{\lambda - \Delta\lambda}{|N|}$ et $\frac{\lambda + \Delta\lambda}{|N|}$, éventuellement superposé à la bande $\lambda - \Delta\lambda$ à $\lambda + \Delta\lambda$ dans le spectre primaire, soit éliminé du spectre final d'ordre N_1 de cette bande.

Nous ferons intervenir dans cette démonstration les longueurs d'onde critiques du deuxième réseau, en fonction de l'angle d'attaque et de l'ordre d'interférence. Un calcul complet devrait tenir compte des coefficients de réflexion des deux réseaux exprimés par les relations (4.3), (5.3), (6.3), (9.3) et (10.3) mais nécessiterait, pour aboutir à des résultats précis, une connaissance plus exacte que celle que nous avons de la valeur de l'indice de réfraction et de la forme des traits des réseaux. Le raisonnement basé sur les longueurs d'onde critiques nous donnera des indications suffisantes pour le présent travail.

Ces longueurs d'onde doivent, nous l'avons vu au troisième chapitre, faire l'objet de déterminations expérimentales. Pour notre démonstration, nous admettrons cependant qu'elles peuvent être calculées par une relation du type (7.3), c'est-à-dire que nous écrirons la condition, pour que le rayonnement de longueur d'onde λ soit diffracté en ordre N_1, sous la forme :

$$\cos\varphi_1 > 1 + \frac{N_1}{a_1}\lambda - \delta'\lambda^2 \qquad (4.6)$$

Dans le travail déjà cité [36], nous avions écrit, outre la condition ci-dessus, celle qu'il faut remplir pour éliminer le rayonnement de longueur d'onde $\frac{\lambda}{|N|}$ du spectre final d'ordre N_1 et des spectre d'ordres supérieurs à N_1. Pour la longueur d'onde $\frac{\lambda}{2}$ la condition est :

$$\cos\varphi_1 < 1 + \frac{N_1}{a_1}\frac{\lambda}{2} - \delta'\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2$$

Nous avions ensuite montré qu'on peut, en général, trouver une valeur de φ_1 satisfaisant les deux conditions précédentes et que cette valeur permettait également d'éliminer les longueurs d'onde $\frac{\lambda}{3}$, ... , $\frac{\lambda}{|N|}$. Nous établissions ainsi la possibilité de diffracter sélectivement, avec le deuxième réseau, le rayonnement figurant en premier ordre dans le spectre primaire.

Nous effectuerons ici un examen plus détaillé des recouvrements auxquels peuvent donner lieu les longueurs d'onde λ, $\frac{\lambda}{2}$, ... , $\frac{\lambda}{|N|}$, dans le spectre final. Rappelons que l'angle de diffraction dans ce spectre est donné par :

$$\cos \varphi_1' = - \cos \varphi_1 + \frac{N_1}{a_1} \lambda$$

Pour la longueur d'onde $\frac{\lambda}{|N|}$, superposée à λ dans le spectre primaire, nous avons de même :

$$\cos (\varphi_1')_N = - \cos \varphi_1 + \frac{N_1'}{a_1} \frac{\lambda}{|N|}$$

et il y aura recouvrement de λ et $\frac{\lambda}{|N|}$ dans le spectre final si :

$$\cos (\varphi_1')_N = \cos \varphi_1'$$

c'est-à-dire si :

$$N_1' = |N| \; N_1$$

A la longueur d'onde λ, diffractée en ordre N_1, peuvent donc se superposer les longueurs d'onde $\frac{\lambda}{2}$, diffractée en ordre $2N_1$, $\frac{\lambda}{3}$, diffractée en ordre $3N_1, \ldots,$ $\frac{\lambda}{|N|}$, diffractée en ordre $|N| \, . \, N_1$.

Pour éliminer les raies parasites, il suffit par conséquent d'annuler leur réflexion dans des ordres d'interférence d'autant plus élevés que leur longueur d'onde est plus courte. Cette circonstance est évidemment favorable à la séparation des ordres.

La réflexion totale du rayonnement de longueur d'onde λ en ordre N_1 commence lorsque l'angle d'attaque atteint une valeur telle que :

$$\cos \varphi_1 = B_1 = 1 + \frac{N_1}{a_1} \lambda - \delta' \lambda^2 \qquad (5.6)$$

Pour la longueur d'onde $\frac{\lambda}{2}$ elle commence, en ordre $2N_1$, lorsque :

$$\cos \varphi_1 = B_2 = 1 + \frac{2N_1}{a_1} \frac{\lambda}{2} - \delta' \frac{\lambda^2}{4} = 1 + \frac{N_1}{a_1} \lambda - \delta' \frac{\lambda^2}{4} \qquad (6.6)$$

et pour $\frac{\lambda}{|N|}$, en ordre $|N| \, . \, N_1$, lorsque :

$$\cos \varphi_1 = B_N = 1 + \frac{|N| \; N_1}{a_1} \frac{\lambda}{|N|} - \delta' \left(\frac{\lambda}{|N|} \right)^2 = 1 + \frac{N_1}{a_1} \lambda - \delta' \frac{\lambda^2}{N^2}$$

On vérifie immédiatement que :

$$B_1 < B_2 < \ldots\ldots < B_N$$

Nous adopterons donc pour l'angle d'attaque sur le deuxième réseau une valeur φ_1 telle que :

$$B_1 < \cos \varphi_1 < B_2 \qquad (7.6)$$

Le rayonnement de longueur d'onde $\frac{\lambda}{2}, \frac{\lambda}{3}, \ldots\ldots, \frac{\lambda}{|N|}$, disparaîtra ainsi du spectre final d'ordre N_1 du rayonnement de longueur d'onde λ.

Il nous reste à déterminer l'étendue du domaine de longueur d'onde dans lequel s'opère la réflexion sélective, que nous venons de caractériser, pour un angle d'attaque φ_1 déterminé. Nous le ferons seulement dans le cas où la longueur d'onde est assez grande et l'intervalle $\Delta\lambda$ assez petit pour qu'il soit possible de négliger les termes en $\Delta\lambda^2$ dans le calcul de l'angle d'attaque et des limites B_1 et B_2.

Lorsque la longueur d'onde varie de λ à $\lambda + \Delta\lambda$, l'angle d'attaque φ sur le premier réseau n'étant pas modifié, l'angle d'attaque sur le deuxième réseau varie de φ_1 à $\varphi_1 + \Delta\varphi_1$ et nous avons :

$$\cos (\varphi_1 + \Delta\varphi_1) = \cos \varphi_1 - \Delta\varphi_1 \sin \varphi_1$$

D'après les relations (3.4), (6.4) et (1.4) nous avons aussi :

$$\Delta\varphi_1 \sin \varphi_1 = \Delta\varphi' \sin \varphi' = \frac{\Delta\lambda}{a}$$

Par conséquent :

$$\cos (\varphi_1 + \Delta\varphi_1) = \cos \varphi_1 - \frac{\Delta\lambda}{a}$$

Pour la longueur d'onde $\lambda + \Delta\lambda$ la condition (7.6) s'écrit :

$$1 + \frac{N_1}{a_1}(\lambda + \Delta\lambda) - \delta'(\lambda + \Delta\lambda)^2 < \cos (\varphi_1 + \Delta\varphi_1) < 1 + \frac{N_1}{a}(\lambda + \Delta\lambda) - \frac{\delta'(\lambda + \Delta\lambda)^2}{4}$$

c'est-à-dire :

$$\cos \varphi_1 - \frac{\Delta\lambda}{a} > B_1 + \left(\frac{N_1}{a_1} - 2\delta'\lambda\right)\Delta\lambda$$

$$\cos \varphi_1 - \frac{\Delta\lambda}{a} < B_2 + \left(\frac{N_1}{a_1} - \frac{\delta'\lambda}{2}\right)\Delta\lambda$$

soit encore :

$$-\left(2\delta'\lambda - \frac{N_1}{a_1} - \frac{1}{a}\right)\Delta\lambda < \cos \varphi_1 - B_1$$

$$-\left(\frac{\delta'\lambda}{2} - \frac{N_1}{a_1} - \frac{1}{a}\right)\Delta\lambda > \cos \varphi_1 - B_2$$

Les quantités entre parenthèses, au premier membre de ces inégalités, sont toutes deux positives si :

$$\lambda > \frac{2}{\delta'}\left(\frac{N_1}{a_1} + \frac{1}{a}\right) \qquad (8.6)$$

Dans ce cas nous devrons donc avoir :

$$\Delta\lambda > -\frac{\cos\varphi_1 - B_1}{2\delta'\lambda - \frac{N_1}{a_1} - \frac{1}{a}} \qquad (\cos\varphi_1 - B_1 > 0) \qquad (9.6)$$

$$\Delta\lambda < \frac{B_2 - \cos\varphi_1}{\frac{\delta'\lambda}{2} - \frac{N_1}{a_1} - \frac{1}{a}} \qquad (B_2 - \cos\varphi_1 > 0) \qquad (10.6)$$

Pour le spectrographe que nous avons utilisé, la quantité $\frac{2}{\delta'}\left(\frac{N_1}{a_1} + \frac{1}{a}\right)$ vaut 126 Å, pour $N_1 = 1$, et 210 Å, pour $N_1 = 2$; pour calculer ces valeurs nous avons pris, comme on le fait habituellement, $\delta' = 2,7.10^{-6}$. Le tableau III montre alors que les quatre clichés de la planche IX satisfont à la condition (8.6). Il en est de même pour le cliché e, planche XII, enregistré en deuxième ordre et dans lequel $\lambda = 255$ Å. Nous limiterons donc à ce cas la présente discussion.

En calculant B_1 et B_2 par les relations (5.6) et (6.6) et les valeurs maximales de $\Delta\lambda$ par les relations (9.6) et (10.6), nous pouvons dresser le tableau suivant :

Tableau IV

cliché		λ Å	B_1	B_2	$\cos\varphi_1$	Δλ Å	
Planche IX	a	160	0,949	1	0,995	− 65	+ 125
	b	180	0,934	0,999	0,995	− 75	+ 57
	c	200	0,915	0,996	0,996	− 89	0
	d	255	0,854	0,986	0,970	− 96	+ 93

Les valeurs de $\cos\varphi_1$ portées dans ce tableau sont déduites du tableau III en prenant $\varphi_1 = \pi - \varphi'$. Nous constatons que pour tous les clichés la condition (7.6) est satisfaite. Les valeurs numériques contenues dans les deux dernières colonnes du tableau montrent d'autre part que, dans les conditions expérimentales que nous avions choisies, la réflexion sélective du rayonnement contenu en premier ordre dans le spectre primaire s'opère dans des domaines de longueurs d'onde supérieurs à ceux que couvrent les clichés, sauf dans le cas du cliché c. Par conséquent, en faisant les réserves qu'impliquent les simplifications introduites dans le calcul, nous pouvons affirmer que les clichés a, b, d et le cliché c jusqu'à 200 Å (planche IX) ne contiennent pas de raie diffractées en ordres supérieurs.

Dans le cas du cliché e de la planche XII nous pouvons être plus affir-

matifs encore. L'ordre immédiatement supérieur au deuxième et susceptible de produire un recouvrement est, nous l'avons vu, le quatrième. Le calcul de la longueur d'onde critique minimale du deuxième réseau, c'est-à-dire celle qui correspond à $\varphi_1 = 0$, en quatrième ordre, donne $\lambda_c = 170$ Å. Il en résulte que, quelque soit l'angle d'attaque sur ce réseau, il est impossible de trouver, dans le spectre de deuxième ordre des longueurs d'ondes inférieures à $2 \times 170 = 340$ Å, une superposition de raies diffractées en ordre supérieur. La longueur d'onde maximale du cliché e est située à environ 300 Å ; aucun recouvrement ne peut donc s'y produire.

Nos résultats expérimentaux sont récapitulés sur la planche XII où figurent, en a, b, c, d, des agrandissements des spectres originaux, limités à un petit intervalle de longueurs d'onde.

Le cliché a reproduit un spectre obtenu avec un seul réseau, en premier ordre. L'utilisation d'un angle d'attaque de 12° a permis d'affaiblir, voire de supprimer, la réflexion en deuxième ordre des raies du domaine de 130 Å. Une raie intense, située à 254, 9 Å, paraît simple sur le cliché, comme sur le microphotogramme correspondant.

Le cliché b, obtenu avec deux réseaux en premier ordre, montre une augmentation du pouvoir de résolution par rapport au cliché précédent. Le microphotogramme de la raie située à 254, 9 Å permet en effet de discerner, dans cette raie, deux composantes distantes de 0, 05 Å.

Ces deux composantes sont encore mieux résolues dans le spectre de deuxième ordre, obtenu avec deux réseaux et reproduit par le cliché c. Celui-ci ne contient aucun recouvrement d'ordres, alors que des raies diffractées en premier ordre se mèlent au spectre de deuxième ordre donné par un seul réseau dont le cliché d reproduit un fragment.

CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons montré, d'une part, la possibilité de la spectrographie à deux réseaux dans le domaine de Holweck, d'autre part, certains de ses avantages. Les résultats que nous avons présentés sont de nature, nous semble-t-il, à encourager une étude plus complète de cette technique expérimentale et son utilisation étendue dans des recherches de diverses sortes.

La qualité de séparateur d'ordres d'interférence du spectrographe à deux réseaux lui procure des applications à des études qui n'exigent pas, par ailleurs, un pouvoir de résolution très élevé. Nous pensons notamment à la mesure de l'intensité transmise ou réfléchie par un échantillon recevant un rayonnement réparti selon un spectre continu. Pour ces mesures, souvent faussées par la présence du rayonnement de plus courte longueur d'onde diffracté en ordres supérieurs, la séparation des ordres est, en elle même, un moyen d'augmenter la pureté du spectre et, par là, la précision. L'appareil peut, en ce cas, être réalisé avec des réseaux de rayons de courbure plus petits que ceux que nous avons utilisés. Sa construction et ses organes de réglage sont alors simplifiés.

Du point de vue de la spectrographie à haute résolution, il faudrait au contraire envisager l'emploi de réseaux à grands rayons de courbure. L'étude théorique que nous avons faite du pouvoir de résolution, et les premières confirmations expérimentales que nous avons obtenues, permettent de penser que les performances d'un appareil à deux réseaux de grand rayon dépasseraient notablement celles des meilleurs instruments en service actuellement. Des problèmes techniques nouveaux surgiraient alors, mais aucun d'eux ne paraît sans solution.

Le développement ultérieur de la spectrographie à deux réseaux dépend, pour une part, des recherches concernant les coefficients de réflexion dans le domaine de Holweck. L'emploi de couches minces, déposées à la surface des réseaux et augmentant leur pouvoir réflecteur, doit permettre de réduire les temps d'exposition et d'accéder à des ordres d'interférence supérieurs à ceux avec lesquels nous avons travaillé jusqu'à présent. La forme des traits des réseaux n'a pas moins d'importance et devrait faire l'objet d'études systématiques.

Il ne nous semble pas déraisonnable de penser que les progrés, dans ce domaine, permettront de réaliser des instruments aux performances accrues, qui comporteront, peut-être, plus de deux réseaux.

BIBLIOGRAPHIE

[1] R.A. MILLIKAN - The Astrophysical Journal, 1920, *52*, n° 1.

[2] E. LAIRD - Phys. Rev., 1920, *15*, 293.

[3] H.M. DADOURIAN - Phys. Rev., 1919, *14*, 234,

[4] F. HOLWECK - Thèses, Paris, 1922.

[5] A.H. COMPTON, Phil. Mag., 1923, *45*, 1121.

[6] A.H. COMPTON, S.K. ALLISON - X-Rays in Theorie and Experiment, 1er Chap.

[7] A.H. COMPTON, R.L. DOAN - Proc. Nat. Acad. Sci., 1925, *11*, 598.

[8] J. THIBAUD - J. Phys. Rad., 1927, *8*, 447.

[9] M. SIEGBAHN - Spektroskopie der Rontgenstrahlen, 1931.

[10] F. TYREN - Z. Physik, 1938, 111, 314.

[11] D.H. TOMBOULIAN - The Experimental Method of X-Ray Spectroscopy, Handbuch der Physik, 1957, *30*, 272.

[12] J.E. MACK, J.R. STEHN, B. EDLEN - J.O.S.A., 1932, *22*, 245.

[13] H.G. BEUTLER - J.O.S.A., 1945, *33*, 311.

[14] T. NAMIOKA - J.O.S.A., 1959, *49*, 446.

[15] T. NAMIOKA - J.O.S.A., 1961, *51*, 4.

[16] Yu. P. SCHEPETKIN - Optika i Spektroskopia, 1958, *4*, 483 et 513.

[17] P.G. WILKINSON - J. Mol. Spectroscory, 1957, *1*, 288.

[18] N. ASTOIN, B. VODAR, D. ROMAN - J. Phys. Rad., 1955, *16*, 491.

[19] A.P. LUKIRSKY - Isv. Akad. Naouk, ser. phys., 1961, *25*, 913.

[20] M. MONTEL - C. R. Acad. Sci. Fr., 1956, *242*, 2335.

[21] A.E. DOUGLAS, G. HERZBERG - J.O.S.A., 1957, *47*, 625.

[22] G. SPRAGUE, D.H. TOMBOULIAN, D.E. BEDO - J.O.S.A., 1955, *45*, 756.

[23] A.I. KOZLENKOV - Optics and Spectroscopy, 1960, *8*, 365.

[24] A. ARNULF, M. FRANCON - Mesures Optiques, 1ère partie.

[25] B. EDLEN - Nova Acta Regiae Soc. Sci. Upsaliensis, 1934, *9*, N. 6.

[26] A.P. LUKIRSKY, E.P. SAVINOV - Optika i Spektroskopia, 1963, *14*, 285.

[27] R. AUDRAN, C. MARECHAL - Films sensitif to soft X-Rays, Symposium of Royal Society of great Britain, Avril 1964.

[28] G.W. CHARLES - Phys. Rev., 1950, *77*, 120.

[29] M. MONTEL - Reflexion et focalisation des rayons X par les miroirs, Annales de Physique, 1958, 859.

[30] H.A. ROWLAND - Phil. Mag., 1882, *13*, 469 ; 1883, *16*, 197 et 210.

[31] R.T. GLAZEBROOK - Phil. Mag., 1883, *15*, 414.

[32] H. KAYSER - Handbuch der Spectroscopie, 1900, *1*, 450.

[33] P. JAEGLE - J. Phys., 1963, *24*, 179.

[34] P. JAEGLE - C. R. Acad. Sci. Fr., 1960, *250*, 3620.

[35] P. JAEGLE - C. R. Acad. Sci. Fr., 1964, *259*, 533.

[36] P. JAEGLE - C. R. Acad. Sci. Fr., 1964, *259*, 4556.

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION : QUELQUES ASPECTS DES METHODES EXPERIMENTALES DANS LA REGION DE HOLWECK . . 5

La région de Holweck 5

Problèmes expérimentaux 7

Nouvelles possibilités 8

PREMIERE PARTIE : UN NOUVEAU SPECTROGRAPHE

CHAPITRE 1 : ETUDE D'UNE METHODE DE REGLAGE DES SPECTROGRAPHES A RESEAU SOUS INCIDENCE RASANTE 12

1/ Principe de la méthode 12

2/ Discussion de la précision 14

CHAPITRE 2 : DESCRIPTION DU SPECTROGRAPHE 19

1/ L'appareil de visée 22

2/ Le banc d'optique circulaire 28

3/ La source de rayonnement 32

4/ Centrage de la lunette de visée par rapport au banc d'optique 32

CHAPITRE 3 : LONGUEUR D'ONDE CRITIQUE D'UN RESEAU EN ORDRES D'INTERFERENCE POSITIF ET NEGATIF .. 36

1/ Calcul de la longueur d'onde critique 36

2/ Conditions expérimentales 38

3/ Résultats 40

Pages

DEUXIEME PARTIE : SPECTROGRAPHIE A DEUX RESEAUX

INTRODUCTION 43

CHAPITRE 4 : PRINCIPE DU SPECTROGRAPHE A DEUX RESEAUX POUR LE DOMAINE DE HOLWECK 44

1/ Forme et position du réflecteur intermédiaire 44

2/ Calcul de l'angle de diffraction ; dispersion du spectrographe 48

3/ Première comparaison des qualités du spectrographe à deux réseaux avec celles du spectrographe simple 52

CHAPITRE 5 : CALCUL DE LA LARGEUR UTILE D'UN SYSTEME DE DEUX RESEAUX CONCAVES SOUS INCIDENCE RASANTE 55

1/ Calcul de la largeur utile d'un réseau 55

2/ Extension du calcul au cas de deux réseaux 59

3/ Forme des images données par le système à deux réseaux .. 63

4/ Largeur utile du système à deux réseaux 66

5/ Pouvoir de résolution maximal 70

CHAPITRE 6 : FONCTIONNEMENT DU SPECTROGRAPHE A DEUX RESEAUX ; RESULTATS EXPERIMENTAUX 72

1/ Enregistrement du spectre de l'atome ionisé du niobium entre 140 Å et 320 Å 72

2/ Séparation des ordres d'interférence ; travail en deuxième ordre 77

CONCLUSION 89

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Sources de fond continu pour la spectrographie d'absorption des rayons X de grande longueur d'onde

Vu et approuvé
Paris, le 13 mai 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris
Jean ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 163
1965